

Physik. Inst. Göttingen, 18. August 1949

FUNK UND TON



Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

AUS DEM INHALT

WERNER TAEGER: Widerstands-Vierpole als
Dämpfungsglieder

A. KLEMT: Empfängerprüfsender für den UKW-Funk

Baurat J. KAMMERLOHER: Zur Konstruktion der wirksamen
Kernpermeabilität von vormagnetisierten Drosselspulen

Dipl.-Ing. H. KANBERG: Die Breite des Mitnahmebereichs
bei der Steuerung eines selbsterregten Röhrengenerators durch
eine ganze Vielfache seiner Eigenfrequenz

Dr. C. DROTSCHMANN: Der innere Widerstand und die
Elektrolyte der galvanischen Elemente

BAND 3, 1949 • HEFT 9/10 • PREIS 6 DM

Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, Berlin/Frankfurt a. M.



Meßplatz zum schalltoten Raum

Aufnahme: C. Slumpf

Ein Pegelschreiber zeichnet die vom Mikrofon aufgenommene Frequenzkurve des Meßobjekts zur Auswertung auf einen stetig ablaufenden Papierstreifen

Widerstands-Vierpole als Dämpfungsglieder

Das T-Glied

Ein Spezialgebiet der allgemeinen Vierpol-Theorie ist das der „Dämpfungsglieder“. Diese bestehen nur aus ohmschen Widerständen und gestatten frequenzunabhängig und phasengetreu das Verhältnis von Eingangs- zu Ausgangsspannung auf einen vorgegebenen Wert $\left(\frac{U_e}{U_a} = e^\beta \geq 1\right)$ einzustellen. Dämpfungsglieder

sind in verschiedenen Ausführungen bekannt: man verwendet L-, T-, π - und Kreuzglieder, außerdem gibt es für Spezialzwecke auch noch das überbrückte T-Glied (s. Abb. 1a—d). Am häufigsten dürfte wohl das T-Glied vorkommen, das daher als erstes untersucht werden soll; alle anderen Schaltungen lassen sich leicht aus den für das T-Glied gefundenen Ergebnissen ableiten. Aus der Abb. 1b kann man für β_1 bzw. β_2 ablesen

$$\beta_1 = R_1 + \frac{R_2(R_2 + \beta_2)}{R_2 + (R_2 + \beta_2)}, \quad \beta_2 = R_2 + \frac{R_2(R_1 + \beta_1)}{R_2 + (R_1 + \beta_1)} \quad (1)$$

Aus diesen beiden Beziehungen erhält man für den Querwiderstand

$$R_2 = \frac{(\beta_2 + R_2) \cdot (\beta_1 - R_1)}{(\beta_2 + R_2) - (\beta_1 - R_1)} \quad (2)$$

Weiter ergeben die Kirchhoffschen Regeln

$$U_e = R_1 \cdot I_1 + R_2 \cdot I_2 = R_2 (I_1 - I_2) + R_1 \cdot I_1$$

$$U_a = R_2 \cdot I_2 - R_2 \cdot I_2 = R_2 (I_1 - I_2) - R_2 \cdot I_2$$

Setzt man hierin den Wert von R_2 aus Gl. (2) ein, so findet man mit $U_e = \beta_1 \cdot I_1$ und $U_a = \beta_2 \cdot I_2$

$$U_e = \frac{R_1}{\beta_1} U_e + \frac{(\beta_2 + R_2) \cdot (\beta_1 - R_1)}{(\beta_2 + R_2) - (\beta_1 - R_1)} \left(\frac{U_e}{\beta_1} - \frac{U_a}{\beta_2} \right)$$

$$\frac{U_e}{U_a} = \frac{(\beta_2 + R_2) \cdot (\beta_1 - R_1)}{\beta_2 (\beta_2 + R_2) \cdot (\beta_1 - R_1) - \beta_2 (\beta_1 - R_1) [(\beta_2 + R_2) - (\beta_1 - R_1)]}$$

$$\frac{U_0}{U_a} = e^\beta = \frac{1 + \frac{R_2}{\beta_2}}{1 - \frac{R_1}{\beta_1}} \quad (3)$$

wobei β die Dämpfung in Neper ist.

Aus Gl. (1) ergibt sich weiter

$$\beta_2 - R_2 = \frac{R_2 (R_1 + \beta_1)}{R_3 + (R_1 + \beta_1)}$$

nach Einsetzen von Gl. (2)

$$\beta_2 - R_2 = \frac{(\beta_2 + R_2) (\beta_1^2 - R_1^2)}{2 \beta_1 (\beta_2 + R_2) - (\beta_1^2 - R_1^2)} \quad (4)$$

Aus Gl. (3) findet man andererseits

$$\beta_2 - R_2 = \beta_2 \left[2 - \left(1 - \frac{R_1}{\beta_1} \right) e^\beta \right]$$

Durch Gleichsetzen mit Gl. (4) erhält man dann die Beziehung für R_1

$$\frac{R_1}{\beta_1} = \frac{e^{2\beta} - 2e^\beta + \frac{\beta_1}{\beta_2}}{\frac{\beta_1}{\beta_2}} = \frac{(e^\beta - 1)^2 - \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_2} \right)}{\left(e^\beta - \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \right) \left(e^\beta + \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \right)} \quad (5)$$

da nach Gl. (2)

$$\frac{R_2}{\beta_2} = \left(1 - \frac{R_1}{\beta_1} \right) e^\beta - 1 \text{ ist, findet man nach Einsetzen der Gleichung für } \frac{R_1}{\beta_1} \text{ aus (5)}$$

$$\frac{R_2}{\beta_2} = \frac{e^{2\beta} - \frac{2\beta_1}{\beta_2} e^\beta + \frac{\beta_1}{\beta_2}}{\frac{\beta_1}{\beta_2}} = \frac{\left(e^\beta - \frac{\beta_1}{\beta_2} \right)^2 + \frac{\beta_1}{\beta_2} \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta_2} \right)}{\left(e^\beta - \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \right) \left(e^\beta + \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \right)} \quad (6)$$

Schließlich liefert noch Gl. (2)

$$\frac{R_3}{\beta_1} = \frac{\left(1 + \frac{R_2}{\beta_2} \right) \left(1 - \frac{R_1}{\beta_1} \right)}{\left(1 + \frac{R_2}{\beta_2} \right) - \frac{\beta_1}{\beta_2} \left(1 - \frac{R_1}{\beta_1} \right)} = \frac{2 \cdot e^\beta}{\left(e^\beta - \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \right) \left(e^\beta + \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \right)} \quad (7)$$

Führt man die Betriebsdämpfung b gemäß der Bezeichnung

$$b = \ln \frac{U_0}{U_a} + \frac{1}{2} \ln \frac{\beta_2}{\beta_1} = \beta + \ln \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}}, \quad e^b = \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} \cdot e^\beta$$

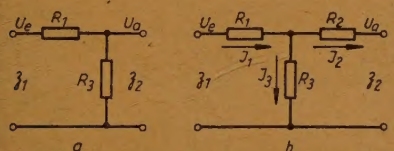
ein, so erhält man für die Widerstände R_1 , R_2 und R_3

$$\frac{R_1}{\beta_1} = \frac{e^{2b} - 2 \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} e^b + 1}{(e^b - 1)(e^b + 1)} = \frac{(e^b - 1)^2 + 2 \cdot e^b \left(1 - \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}}\right)}{(e^b - 1) \cdot (e^b + 1)} \quad (8)$$

$$\frac{R_2}{\beta_2} = \frac{e^{2b} - 2 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} e^b + 1}{(e^b - 1)(e^b + 1)} = \frac{(e^b - 1)^2 + 2 e^b \left(1 - \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}}\right)}{(e^b - 1)(e^b + 1)}$$

$$\frac{R_3}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} = \frac{2 \cdot e^b}{(e^b - 1)(e^b + 1)}$$

Die Gl. (8) geben nur bedingt brauchbare, d. h. positive Werte für R_1 und R_2 ; um diese Bedingung aufzustellen, wurde die erste der Gl. (8) etwas umgeformt, dann muß für positive Werte R_1 sein



$$e^b + 1 - 2a \left(1 + \frac{1 - \frac{1}{a}}{e^b - 1}\right) \geq 0,$$

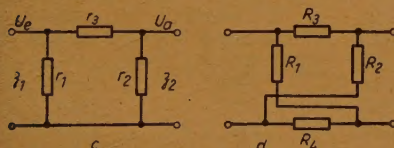


Abb. 1a bis d

$$a \leq \frac{e^{2b} + 1}{2e^b} \quad \text{oder} \quad a \leq \coth b, \quad (9)$$

wobei $a = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}}$ bzw. $a' = \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}}$

Ist die Bedingung

$$b \geq \operatorname{Ar} \coth \left(\sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \right) \quad \text{bzw.} \quad b' \geq \operatorname{Ar} \coth \left(\sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} \right)$$

nicht erfüllt, so erhält man für R_1 bzw. R_2 negative, also unbrauchbare Werte. Ein Zusammenhang zwischen R_1 und R_2 besteht noch insofern, als für den Kehrwert von $\frac{\beta_2}{\beta_1}$, also für $\frac{\beta_1}{\beta_2}$, aus $\frac{R_1}{\beta_1}$ der entsprechende Wert $\frac{R_2}{\beta_2}$ entsteht, wie man aus der Gl. (8) erkennt. Ist $\beta_1 = \beta_2$ (symmetrisches T-Glied), so wird auch $R_1 = R_2$, und zwar

$$R = R_1 = R_2 = \beta \frac{e^b - 1}{e^b + 1} = \beta \cdot \frac{e^\beta - 1}{e^\beta + 1} \quad (8a)$$

da für $\beta_1 = \beta_2$ die Betriebsdämpfung $b = \beta$ wird. Für das geometrische Mittel der beiden Scheinwiderstände $\sqrt{\beta_1 \cdot \beta_2}$ erhält man im Fall des symmetrischen T-Gliedes den Wert β , damit wird

$$R_3 = \frac{2 \beta \cdot e^\beta}{(e^\beta - 1)(e^\beta + 1)} = \frac{2 \beta \cdot e^\beta}{e^\beta - 1)(e^\beta + 1)} \quad (8b)$$

In der Tabelle I sind für drei Werte von $\frac{\beta_1}{\beta_2}$ (0,25; 4 und 1) die Größen $\frac{R_1}{\beta_1}$, $\frac{R_2}{\beta_2}$ und $\frac{R_2}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}$ für verschiedene Dämpfungen ausgerechnet. Man erkennt aus

der Tabelle und dem dazugehörigen Diagramm in Abb. 2, daß man erst für Dämpfungen von 1,4 Neper ab für Längs- und Querwiderstände positive Werte erhält, denn nach Gl. (9) muß sein

Tabelle I

b Neper	$\frac{e^b}{U_a} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}}$	$e^b - 1$	$e^b + 1$	$(e^b - 1)^2$	$(e^{2b} - 1)$
0	1,00	0,00	2,00	0,000	0,000
0,2	1,22	0,22	2,22	0,048	0,490
0,4	1,49	0,49	2,49	0,24	1,226
0,6	1,82	0,82	2,82	0,673	2,320
0,8	2,23	1,23	3,23	1,51	3,953
1,0	2,72	1,72	3,72	2,96	6,389
1,4	4,06	3,06	5,06	9,36	15,44
2,0	7,39	6,39	8,39	40,90	53,60
2,4	11,02	10,02	12,02	104,0	120,50
3,0	20,10	19,10	21,10	364,0	402,40
3,4	29,96	28,96	30,96	840,0	896,8
4,0	54,60	53,60	55,60	2874,0	2980
4,4	81,45	80,45	82,45	6485,0	6633

b Neper	$\frac{\beta_1}{\beta_2} = 0,25$			$\frac{\beta_1}{\beta_2} = 4,0$			$\frac{\beta_1}{\beta_2} = 1$	
	$\frac{R_1}{\beta_1}$	$\frac{R_2}{\beta_2}$	$\frac{R_2}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}$	$\frac{R_1}{\beta_1}$	$\frac{R_2}{\beta_2}$	$\frac{R_2}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}$	$\frac{R_1}{\beta} = \frac{R_2}{\beta}$	$\frac{R_2}{\beta}$
0	— ∞	∞	∞	∞	— ∞	∞	0,00	∞
0,2	— 4,88	2,59	4,98	2,59	— 4,88	4,98	0,099	4,98
0,4	— 2,07	1,40	2,42	1,40	— 2,07	2,42	0,197	2,43
0,6	— 1,28	1,07	1,57	1,07	— 1,28	1,57	0,291	1,57
0,8	— 0,75	0,95	1,13	0,95	— 0,75	1,13	0,382	1,12
1,0	— 0,39	0,89	0,85	0,89	— 0,39	0,85	0,462	0,853
1,4	0,08	0,87	0,53	0,87	+ 0,08	0,53	0,604	0,525
2,0	0,49	0,90	0,28	0,90	0,49	0,28	0,760	0,275
2,4	0,68	0,96	0,18	0,96	0,68	0,18	0,835	0,183
3,0	0,81	0,96	0,10	0,96	0,81	0,10	0,905	0,100
3,4	0,87	0,97	0,07	0,97	0,87	0,07	0,967	0,067
4,0	0,94	0,98	0,04	0,98	0,94	0,04	0,970	0,037
4,4	0,96	0,99	0,02	0,99	0,96	0,02	0,975	0,025

$$\sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \leq \frac{e^{2b} + 1}{2e^b}, \quad \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \leq \frac{17,5}{8,12}, \quad \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \leq 2,02, \quad \frac{\beta_1}{\beta_2} \leq 4,08$$

Würde man das Verhältnis $\frac{\beta_1}{\beta_2}$ noch größer wählen als 4 (bzw. kleiner als 0,25), so erhielte man noch größere Anfangsdämpfungen als 1,4 Neper. Nur für symmetrische Vierpole ($\beta_1 = \beta_2$) ergeben sich, wie die Gl. (8a) und (8b) zeigen, brauchbare positive Werte für R und R_3 schon bei kleinsten Werten von b bzw. β ($\beta > 0$).

Bei Leistungsdämpfungen (z. B. bei der Lautstärke-Regelung von Lautsprechern) ist es wichtig zu wissen, wie hoch die Belastung der einzelnen Widerstände ist. Dazu ist es notwendig, die Ströme zu berechnen, die durch Längs- bzw. Quersiderstände fließen. Aus Abb. 1b liest man mit den dort angegebenen Bezeichnungen ab

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I_2 + I_3 \\ U_0 &= R_1 \cdot I_1 + R_3 (I_1 - I_2) \\ U_a &= R_3 (I_1 - I_2) - R_2 \cdot I_2 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Aus diesen drei Beziehungen erhält man für die drei Ströme

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \frac{U_a}{R_1} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \left(1 + \frac{R_2}{R_3} \right) e^b - 1}{1 + \frac{R_2}{R_1} + \frac{R_2}{R_3}} \\ I_2 &= \frac{U_a}{R_1} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} e^b - \left(1 + \frac{R_1}{R_3} \right)}{1 + \frac{R_2}{R_1} + \frac{R_2}{R_3}} \\ I_3 &= \frac{U_a}{R_3} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \cdot \frac{R_2}{R_1} e^b + 1}{1 + \frac{R_2}{R_1} + \frac{R_2}{R_3}} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

wobei wie oben

$$e^b = \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} \cdot \frac{U_0}{U_a}$$

Nennt man die Verlustleistungen in den Widerständen R_1 , R_2 , R_3 entsprechend N_1 , N_2 , N_3 , so ist

$$N_1 = R_1 \cdot I_1^2 = \frac{U_a^2}{R_1} \cdot \frac{\frac{\beta_1}{\beta_2} \left(1 + \frac{R_2}{R_3}\right)^2 e^{2b} - 2 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2} \left(1 + \frac{R_2}{R_3}\right) e^b + 1}}{\left(1 + \frac{R_2}{R_3}\right)^2 + \frac{2 R_2}{R_1} \left(1 + \frac{R_2}{R_3}\right) + \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2}$$

$$N_2 = R_2 \cdot I_2^2 = \frac{U_a^2 R_2}{R_1^2} \cdot \frac{\frac{\beta_1}{\beta_2} e^{2b} - 2 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2} \left(1 + \frac{R_1}{R_3}\right) e^b + \left(1 + \frac{R_1}{R_3}\right)^2}}{\left(1 + \frac{R_2}{R_3}\right)^2 + \frac{2 R_2}{R_1} \left(1 + \frac{R_2}{R_3}\right) + \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2}$$

$$N_3 = R_3 \cdot I_3^2 = \frac{U_a^2}{R_3} \cdot \frac{\frac{\beta_1}{\beta_2} \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 e^{2b} + 2 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2} \cdot \frac{R_2}{R_1} e^b + 1}}{\left(1 + \frac{R_2}{R_3}\right)^2 + \frac{2 R_2}{R_1} \left(1 + \frac{R_2}{R_3}\right) + \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2}$$

Aus den Gl. (8) findet man

$$1 + \frac{R_2}{R_3} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1} e^{-b} (e^{2b} + 1)}$$

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\beta_1 (e^{2b} + 1) - 2 \sqrt{\beta_1 \beta_2} e^b}{\beta_2 (e^{2b} + 1) - 2 \sqrt{\beta_1 \beta_2} e^b}$$

Setzt man diese Beziehungen in die Leistungsgleichungen ein, so erhält man schließlich

$$\left. \begin{aligned} \frac{N_1 \cdot \beta_1}{U_e^2} &= \frac{R_1}{\beta_1} \cdot \frac{(e^{2b} - 1)^4}{4 \frac{\beta_2}{\beta_1} e^{2b} \cdot p^2 + 4 \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1} e^b (e^{2b} + 1) \cdot p \cdot q + (e^{2b} + 1)^2 \cdot q^2}} \\ \frac{N_2 \beta_2}{U_e^2} &= \frac{R_2}{\beta_2} \cdot \frac{e^{-2b} (e^{2b} - 1)^4}{\frac{\beta_1}{\beta_2} (e^{2b} + 1)^2 \cdot q^2 + 4 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2} e^b (e^{2b} + 1) p \cdot q + 4 e^{2b} \cdot p^2}} \\ \frac{N_3 \sqrt{\beta_1 \beta_2}}{U_e^2} &= \frac{R_3}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} \cdot \frac{(e^{2b} - 1)^2 \left(p^2 + 2 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} p \cdot q \cdot e^b + \frac{\beta_1}{\beta_2} q^2 e^{-2b} \right)}{4 p^2 e^{2b} + 4 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} p \cdot q \cdot e^{-b} (e^{2b} + 1) + \frac{\beta_1}{\beta_2} q^2 (e^{2b} + 1)^2} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

wobei zur Abkürzung

$$\left. \begin{aligned} p &= e^{2b} + 1 - 2 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} e^b \\ q &= e^{2b} + 1 - 2 \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} e^b \end{aligned} \right\} \quad (11a)$$

gesetzt wurde.

Für das symmetrische T-Glied ist $\beta_1 = \beta_2$ und damit $R_1 = R_2$. Für diesen Fall vereinfachen sich die Gl. (11) erheblich. Weil dann $p = q$ ist, werden die Ausdrücke in den Nennern aller drei Gleichungen gleich groß und haben den Wert $(e^{2b} - 1)^4$. Für die Verlustleistungen ergibt sich in diesem Sonderfall:

$$\frac{N_1 \beta}{U_0^2} = \frac{R}{\beta}, \quad \frac{N_2 \cdot \beta}{U_0^2} = \frac{R}{\beta} \cdot e^{-2b}, \quad \frac{N_3 \cdot \beta}{U_0^2} = \frac{R_2}{\beta} \frac{(e^b - 1)^2}{e^{2b}} = \frac{R}{\beta} \cdot \frac{2}{e^b}$$

Für den Gesamtverlust im symmetrischen T-Glied erhält man durch Addition

$$\frac{N \cdot \beta}{U_0^2} = \frac{R}{\beta} (1 + e^{-2b} + 2 \cdot e^{-b}) = \frac{R}{\beta} \left(\frac{e^b + 1}{e^b} \right)^2$$

$$\text{oder weil für diesen Fall } b = \beta \text{ und } \frac{R}{\beta} = \frac{e^\beta - 1}{e^\beta + 1} \text{ ist,}$$

$$\frac{N \cdot \beta}{U_0^2} = 1 - e^{-2\beta} \quad (12)$$

Das L-Glied

Ein besonders einfach aufgebauter Vierpol ist der L-Regler (Abb. 1a); er besitzt nur zwei veränderliche Widerstände R_1 und R_3 . Der Generator ist konstant belastet mit

$$\beta_1 = R_1 + \frac{R_3 \cdot \beta_1}{R_3 + \beta_1} \quad (13)$$

außerdem ist

$$e_\beta = \frac{U_0}{U_a} = \frac{\beta_1}{\beta_1 - R_1} \quad (13a)$$

Aus diesen beiden Beziehungen folgt sofort

$$R_1 = \beta_1 \cdot \frac{e^\beta - 1}{e^\beta} \quad (14)$$

und

$$R_3 = \frac{\beta_1}{e^\beta - 1} \quad (14a)$$

Der Verlauf der Funktionen $\frac{R_1}{\beta_1}$ und $\frac{R_3}{\beta_1}$ ist in Abb. 2 strichpunktiert mit eingetragen, ihr Verlauf weicht nur unwesentlich von dem des T-Reglers für $\beta_1 = \beta_2$ ab.

Der L-Regler kann überall dort verwendet werden, wo zwar eine konstante Anpassung an den Generator, aber kein konstanter Quell-Widerstand für den Verbraucher erforderlich ist.

Das π -Glied

Für das in Abb. 1c dargestellte π -Glied gelten die gleichen Beziehungen für die Einzelwiderstände, wenn man die folgenden Umrechnungsformeln benutzt:

$$\left. \begin{array}{ll} \text{T-Glied in } \pi\text{-Glied} & \pi\text{-Glied in T-Glied} \\ r_1 = R_1 + R_3 + \frac{R_1 R_3}{R_2} & R_1 = \frac{r_1 \cdot r_3}{r_1 + r_2 + r_3} \\ r_2 = R_2 + R_3 + \frac{R_2 R_3}{R_1} & R_2 = \frac{r_2 \cdot r_3}{r_1 + r_2 + r_3} \\ r_3 = R_1 + R_2 + \frac{R_1 R_2}{R_3} & R_3 = \frac{r_1 \cdot r_2}{r_1 + r_2 + r_3} \end{array} \right\} \quad (15)$$

Unter Verwendung der Gl. (8) erhält man für das π -Glied

$$\frac{r_1}{\beta_1} = \frac{R_1}{\beta_1} + \frac{R_3}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} + \frac{R_1}{\beta_1} \cdot \frac{R_3}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}}$$

dabei ist

$$\frac{R_1}{\beta_1} = \frac{q}{e^{2b} - 1}, \quad \frac{R_2}{\beta_2} = \frac{p}{e^{2b} - 1}, \quad \frac{R_3}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} = \frac{2 e^b}{e^{2b} - 1}$$

somit also

$$\frac{r_1}{\beta_1} = \frac{p \cdot q + 2 e^b \left(\sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} p + \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} q \right)}{p (e^{2b} - 1)}$$

Setzt man hierin im Zähler für p und q die Werte ein (Gl. 11a), so ist schließlich

$$\left. \begin{array}{l} \frac{r_1}{\beta_1} = \frac{e^{2b} - 1}{p} = \frac{e^{2b} - 1}{e^{2b} + 1 - 2 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} e^b} \\ \frac{r_2}{\beta_2} = \frac{p \cdot q + 2 e^b \left(\sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} p + \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} q \right)}{q (e^{2b} - 1)} = \frac{e^{2b} - 1}{e^{2b} + 1 - 2 \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} e^b} \\ \frac{r_3}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} = \frac{p \cdot q + 2 e^b \left(\sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} p + \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} q \right)}{2 e^b (e^{2b} - 1)} = \frac{e^{2b} - 1}{2 e^b} \end{array} \right\} \quad (16)$$

Der Vergleich der Gl. (16) und (8) (für das T-Glied) miteinander zeigt, daß sie zu einander reziprok sind; es ist

$$\frac{r_1}{\beta_1} = \frac{\beta_2}{R_2}, \quad \frac{r_2}{\beta_2} = \frac{\beta_1}{R_1}, \quad \frac{r_3}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} = \frac{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}{R_3} \quad (16a)$$

Verwendet man ein symmetrisches π -Glied ($\beta_1 = \beta_2$), so vereinfacht sich die Gl. (16) zu

$$\left. \begin{aligned} \frac{r_1}{\beta} &= \frac{r_2}{\beta} = \frac{e^b + 1}{e^b - 1} = \frac{e^\beta + 1}{e^\beta - 1} \\ \frac{r_3}{\beta} &= \frac{(e^b - 1)(e^b + 1)}{2e^b} = \frac{(e^\beta - 1)(e^\beta + 1)}{2e^\beta} \quad (\beta = b \text{ für } \beta_1 = \beta_2) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Die Beziehungen stellen auch wieder die Kehrwerte der für das symmetrische T-Glied geltenden Gl. (8a) und (8b) dar.

In der Tabelle II sind die Größen von $\frac{r_1}{\beta_1}$, $\frac{r_2}{\beta_2}$ und $\frac{r_3}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}$ in Abhängigkeit von der Dämpfung b für verschiedene Verhältnisse $\frac{\beta_1}{\beta_2}$ (0,25, 4 und 1) ausgerechnet und in Abb. 3 grafisch dargestellt.

Das überbrückte T-Glied

Dieses in Abb. 4a dargestellte Regelglied bietet dann besondere Vorteile, wenn Quell- und Belastungswiderstand gleich groß sind ($\beta_1 = \beta_2 = \beta$). Man macht dann jeden der beiden Längswiderstände $r = \beta$ und hat nur zwei veränderliche Widerstände, nämlich den Querwiderstand r_3 und den Brücken-Widerstand r_4 . Zur Berechnung des Querwiderstandes r_3 ist das Ersatz-Schaltbild 4b, das der

Tabelle II

b Neper	e^b $= \frac{U_0}{U_a} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}}$	$\frac{\beta_1}{\beta_2} = 0,25$			$\frac{\beta_1}{\beta_2} = 4,0$			$\frac{\beta_1}{\beta_2} = 1$	
		$\frac{\beta_1}{\beta_2}$			$\frac{\beta_1}{\beta_2}$			$\frac{\beta_1}{\beta_2}$	
		$\frac{r_1}{\beta_1}$	$\frac{r_2}{\beta_2}$	$\frac{r_3}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}$	$\frac{r_1}{\beta_1}$	$\frac{r_2}{\beta_2}$	$\frac{r_3}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}$	$\frac{r}{\beta}$	$\frac{r_3}{\beta}$
0,0	1,00	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	∞	0,000
0,2	1,22	0,385	-0,285	0,201	-0,205	0,385	0,201	10,10	0,201
0,4	1,49	0,712	-0,484	0,413	-0,484	0,712	0,413	5,07	0,413
0,6	1,82	0,935	-0,780	0,680	-0,780	0,935	0,680	3,43	0,680
0,8	2,23	1,050	-1,330	0,888	-1,330	1,050	0,888	2,62	0,888
1,0	2,72	1,120	-2,560	1,180	-2,560	1,120	1,180	2,17	1,18
1,4	4,06	1,15	12,50	1,88	12,50	1,15	1,88	1,66	1,88
2,0	7,39	1,11	2,04	3,57	2,04	1,11	3,57	1,32	3,57
2,4	11,02	1,045	1,47	5,54	1,47	1,045	5,54	1,20	5,54
3,0	20,10	1,045	1,23	10,00	1,23	1,045	10,00	1,11	10,00
3,4	29,96	1,03	1,15	14,28	1,15	1,03	14,28	1,04	14,28
4,0	54,60	1,02	1,06	25,00	1,06	1,02	25,00	1,03	25,00
4,4	81,45	1,01	1,04	50,00	1,04	1,01	50,00	1,02	50,00

Abb. 4a völlig gleichwertig ist, heranzuziehen. Man kann sich nämlich r_s in zwei Teilwiderstände $2r_s$, die einander parallel geschaltet sind, aufgespalten denken und jeweils einen Teilwiderstand $2r_s$ mit r in Reihe gelegt. Wie Abb. 4b zeigt, ist nun das ursprüngliche Regelglied (Abb. 4a) in ein symmetrisches π -Glieder verwandelt. Nach Gl. (17) findet man für jeden der beiden Querswiderstände

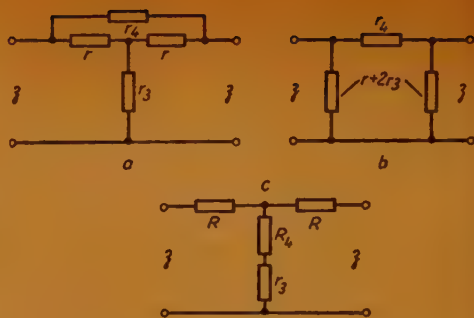


Abb. 4a bis c

$$r + 2r_s = \mathfrak{Z} \frac{e^\beta + 1}{e^\beta - 1}$$

und damit

$$r_s = \frac{\mathfrak{Z}}{2} \left(\frac{e^\beta + 1}{e^\beta - 1} - \frac{r}{\mathfrak{Z}} \right)$$

Macht man nun $r = \mathfrak{Z}$, so erhält man

$$r_s = \frac{\mathfrak{Z}}{2} \left(\frac{e^\beta + 1}{e^\beta - 1} - 1 \right) = \frac{\mathfrak{Z}}{2} \frac{2}{e^\beta - 1}$$

$$r_s = \frac{\mathfrak{Z}}{e^\beta - 1} \quad (18a)$$

Tabelle III

β Neper	$e^\beta = \ln \frac{U_0}{U_a}$	$e^\beta - 1$	$\frac{r_4}{\mathfrak{Z}}$	$\frac{r_s}{\mathfrak{Z}}$
0,0	1,00	0,00	0,00	∞
0,2	1,22	0,22	0,22	4,55
0,4	1,49	0,49	0,49	2,04
0,6	1,82	0,82	0,82	1,22
0,8	2,23	1,23	1,23	0,83
1,0	2,72	1,72	1,72	0,58
1,4	4,06	3,06	3,06	0,33
2,0	7,39	6,39	6,39	0,16
2,4	11,02	10,02	10,02	0,10
3,0	20,10	19,10	19,10	0,05
3,4	29,96	28,96	28,96	0,03
4,0	54,60	53,60	53,60	0,02
4,4	81,45	80,45	80,45	0,01

Zur Berechnung des Brückenwiderstandes r_4 verwandelt man die ursprüngliche Schaltung (Abb. 4a) in eine widerstandsgetreue T-Schaltung (Abb. 4c). Aus den

Gl. (15) zur Umrechnung einer π -Schaltung in eine T-Schaltung (Dreieck in Stern) findet man

$$R = \frac{r \cdot r_4}{2r + r_4}$$

und daraus

$$r_4 = \frac{2Rr}{r - R} = \frac{2\beta R}{\beta - R}$$

wenn $r = \beta$ gemacht wird. Nach Einsetzen des in Gl. (8a) für R gefundenen Ausdruckes in obige Beziehung ergibt sich schließlich

$$r_4 = 2\beta \frac{e^\beta - 1}{(e^\beta + 1) \left(1 - \frac{e^\beta - 1}{e^\beta + 1} \right)} = \beta (e^\beta - 1) \quad (18b)$$

In der Tabelle III sind $\frac{r_2}{\beta}$ und $\frac{r_4}{\beta}$ ausgerechnet und in Abb. 3 strichpunktiert eingezeichnet.

Mitteilung

In der Lieferung von FUNK UND TON ist zu unserem Bedauern eine Unterbrechung eingetreten, und zwar aus Gründen, die nicht bei uns lagen. Wir bitten unsere Leser, die Verzögerung in der Zustellung von FUNK UND TON freundlichst zu entschuldigen. Die Lieferung der rückständigen Hefte erfolgt in zwei Doppelnummern bis Ende dieses Monats. Ab Januar 1950 erscheint FUNK UND TON wieder regelmäßig monatlich.

Empfängerprüfsender für den UKW-Funk

Der neu eingeführte UKW-Rundfunk erfordert neue Meßgeräte, sowohl zur Prüfung der Einzelteile als auch vollständiger Geräte. Zur Empfänger-Prüfung wurde ein Prüfsender für den Frequenzbereich 80...115 MHz entwickelt, über den im folgenden berichtet wird. Es wurde Wert darauf gelegt, durch entsprechende elektrische und mechanische Ausführung den Aufwand in erträglichen Grenzen zu halten.

Der in Abb. 3 dargestellte Empfänger-Prüfsender besteht im wesentlichen aus einer frequenz- und amplitudenmodulierbaren Senderstufe, einem ohmschen kontinuierlich regelbaren Spannungsteiler zur Einstellung der gewünschten Ausgangsspannung, einem Modulationsteil zur Erzeugung einer Frequenz von 400 Hz zur Eigenmodulation und dem Netzteil.

Senderstufe. Die Senderstufe arbeitet in der bekannten kapazitiven Spannungsteilerschaltung. Um den Rückkopplungsfaktor nach Betrag und Phase

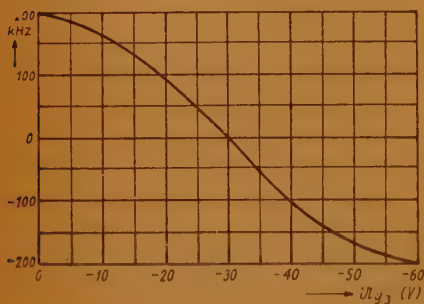


Abb. 1. Verstimmung (Frequenzhub) in kHz der Senderfrequenz als Funktion der Bremsgitterspannung der Impedanzröhre

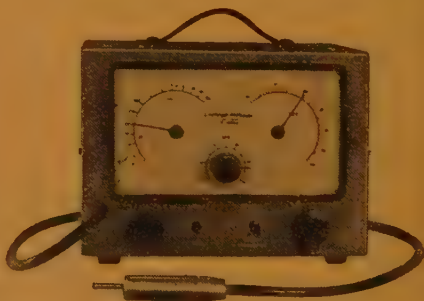


Abb. 2. Die Vorderansicht des Empfängerprüfsenders für den UKW-Funk

und damit die Hochfrequenzspannung im gesamten Frequenzbereich von 80...115 MHz möglichst konstant zu halten, wurde keine hochfrequente „Erdung“ des Spulenmittelpunktes vorgenommen, die Rückkopplung ergibt sich dann aus den Röhren und Raumkapazitäten der Schaltelemente¹⁾. Die Frequenzmodulation wird mit Hilfe einer parallel zur Anoden-Katodenstrecke der Senderröhre geschalteten Impedanzröhre durch Steuerung des Bremsgitters vorgenommen. Die dadurch hervorgerufene Vergrößerung der Anoden-Katodenkapazität der Senderröhre wird durch eine parallel zu deren Gitter-Katodenstrecke geschaltete Zusatzkapazität ausgeglichen.

Die Schaltung der Impedanzröhre ist so bemessen, daß insgesamt durch Steuerung des Bremsgitters ein Frequenzhub von etwa ± 150 kHz erzeugt werden kann. Der ausgenutzte nahezu lineare Teil der Modulationskurve

¹⁾ Arthur Klemmt, Meßsender für den Frequenzbereich 50...600 MHz. Hochfrequenztechnik und Elektroakustik 62 (1943), 133/137.

umfaßt den Frequenzbereich von ± 100 kHz (Abb. 1). Für viele Messungen, z. B. bei der Messung der Diskriminatorkennlinie, ist es angebracht, den Frequenzhub verändern zu können. Zu diesem Zweck wird dem Bremsgitter die Steuerspannung über einen in kHz (Frequenzhub) geeichten Spannungsteiler zugeführt. Ein Umschalter ermöglicht es, auf Eigen- und Frequenz-

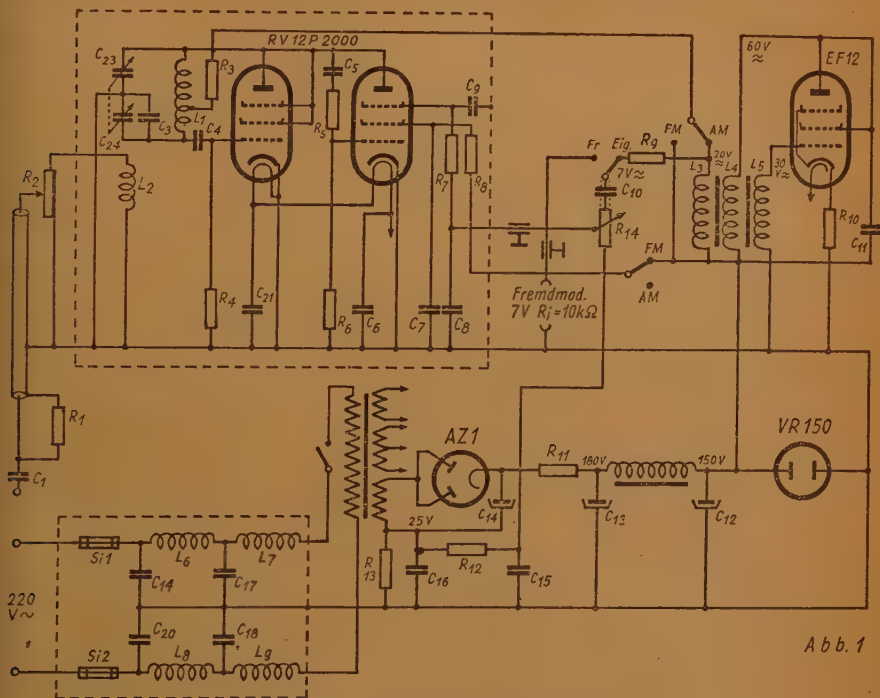


Abb. 1

Abb. 3. Schaltbild des Empfängerprüfenders

R ₁		100 Ω	L ₁	5 W Cu 2 ϕ 12mm Dorn ϕ, Luftsp.	C ₃	Keramik	160 pF	
R ₂	Teiler	1 kΩ	L ₂	1 W " " "	C ₉	"	160 "	
R ₃		100 Ω 1/4 W	L ₃	600 W 0,1 Cul	C ₁₀	Becher	2 μF	
R ₄		18 kΩ "	L ₄	1400 W 0,2 Cul	C ₁₁	Rollblock	0,1 "	
R ₅		1 " "	L ₅	700 W 0,1 Cul	C ₁₂	Elko	32 " 275/300 V	
R ₆		500 " "	L ₆	je 100 W 0,2 Cul Kreuzwickel- spule 10 mm ϕ	C ₁₃	"	32 " "	
R ₇		1 " "	L ₇		C ₁₄	"	32 " 350/385 V	
R ₈		10 " "	L ₈		C ₁₅	Becher	10 " 100 V	
R ₉		20 " "	L ₉		C ₁₆	Rollblock	25 "	
R ₁₀		5 " "			C ₁₇	"	1000 pF 500/1500 V	
R ₁₁		1 " 4 W	C ₁	Sikatrop	2000 pF	C ₁₈	"	1000 " "
R ₁₂		100 " 1/4 W	C ₂	"	2000 "	C ₁₉	"	1000 " "
R ₁₃		800 Ω 1 W	C ₃	Trimmer	10 "	C ₂₀	"	1000 " "
R ₁₄	Fot.	10 kΩ	C ₄	Keramik	10 " 500/1500V	C ₂₁	"	160 " "
			C ₅	"	160 "	C ₂₂	Drehko. ~	30 "
Si ₁	500 mA		C ₆	"	160 "	C ₂₃	Drehko. ~	30 "
Si ₂	500 mA		C ₇	"	160 "			

modulation umzuschalten. Bei Fremdmodulation ist eine Modulationsspannung von etwa 7 Volt an 10 k Ohm erforderlich, um einen Frequenzhub von 100 kHz zu erzielen.

Soll die Senderstufe amplitudenmoduliert werden, so wird die Schirmgitterspannung der Impedanzröhre abgeschaltet und die Senderöhre anodenspannungsmoduliert. Der Modulationsgrad beträgt in diesem Fall 30%.

Modulationsstufe. Zur Eigenmodulation ist ein Niederfrequenzgenerator von 400 Hz vorgesehen. Zur Erhöhung der Amplitudenkonstanz und zur Vermeidung eines unzulässigen Klirrfaktors wird dessen Röhre durch einen kapazitiv nicht kurzgeschlossenen Katodenwiderstand gegengekoppelt.

Spannungsteilung. An der Senderöhre herrschen etwa 10 V HF-Spannung. Die kleinste am Ausgang des Gerätes erzeugbare Spannung wurde auf 10 μ V, die größte Spannung auf 100 mV festgelegt. Die Spannung muß daher bis zu einem Verhältnis von $10^{-6} \dots 10^{-3}$ heruntergeteilt werden. Die Auskopplung der Senderspannung erfolgt induktiv, derart, daß am Teilereingang etwa 200 mV vorhanden sind. Der induktiven Ausgangskopplung ist vor der kapazitiven der Vorzug zu geben, da der Spannungsteilerwiderstand quadratisch in dem Senderschwingungskreis transformiert wird, und somit Änderungen des Spannungsteilerwiderstandes keine so großen Frequenzverwerfungen zur Folge haben, wie bei der kapazitiven Auskopplung.

Der Spannungsteiler selbst wurde als ohmscher Teiler ausgeführt. Eine breite Widerstandsbahn ist auf der einen Längsseite mit einem leitenden geerdeten Metallbelag versehen (Abb. 4). Die Zuführung der zu teilenden Spannung U_1 erfolgt mittels eines Schleifers auf der anderen Längsseite, und die geteilte Spannung U_2 wird an einem Ende dieser Längsseite abgenommen. Das Ersatzschaltbild dieses Teilers ist ein Kettenleiter mit unendlich viel Gliedern, die Teilung hat einen logarithmischen Verlauf. Durch geeignete Abschirmungen und entsprechenden mechanischen Aufbau ist dafür gesorgt, daß keine kapazitiven Kopplungen und keine Ausgleichsströme zwischen geteilter und teilender Spannung entsteht. Der Innenwiderstand des Spannungsteilers und der Wellenwiderstand des Hochfrequenzkabels, mit dem die geteilte Spannung dem Empfänger zugeführt wird, betragen etwa 100 Ohm.

Ein Zusatzkästchen, das auf dem Kabelstecker aufgesteckt werden kann, ermöglicht es, den unsymmetrischen Widerstand von 100 Ohm in einen symmetrischen Widerstand von 300 Ohm zu transformieren als Nachbildung der üblichen Doppelleitungen mit einem Wellenwiderstand von 300 Ohm.

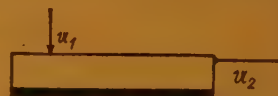


Abb. 4. Prinzip der ohmschen Spannungsteilung

* *

Zur Konstruktion der wirksamen Kernpermeabilität von vormagnetisierten Drosselspulen

Einleitung

Zu meinem Aufsatz „Beitrag zur Berechnung vormagnetisierter Drosselspulen“ im Heft 9, 1948 dieser Zeitschrift erhielt ich eine Zuschrift von Herrn Dipl. Ing. A. Weis, in der mich Herr Weis darauf hinweist, daß meine Annahme, die reversible Permeabilität könne unter gewissen Voraussetzungen angenähert gleich der differentiellen Permeabilität gesetzt werden, für die zu Drosselspulen verwendeten Werkstoffe, insbesondere für Dynamoblech IV, nicht erfüllt ist. In den nachstehenden Betrachtungen soll gezeigt werden, wie sich bei der im vorgenannten Aufsatz verwendeten Konstruktion zur Ermittlung der Kernpermeabilität die reversible Permeabilität berücksichtigen läßt.

Die reversible Permeabilität

Zur Erklärung dieses Begriffes wollen wir einige experimentell aufgenommene Hystereseschleifen benutzen. Die Aufnahme dieser Kurven erfolgte mit dem vom Verfasser für Demonstrationszwecke entwickelten Hysteresiskurvenschreiber [1]. Die Abb. 1 bis 4 zeigen den grundsätzlichen Verlauf von Hysteresiskurven für eine Stahlprobe. Es wurde eine Probe aus gehärtetem Silberstahl verwendet, um den Verlauf der reversiblen Hysteresisschleifen deutlicher zu zeigen. Bei Dynamoblech IV sind diese Schleifen entsprechend schmaler. In Abb. 1 wird die Schleife von Null über die Neukurve in der üblichen Weise in der Richtung der eingezeichneten Pfeile durchlaufen. Durchläuft man nun die Neukurve von Null bis zum Punkt C und vermindert dann die Feldstärke um den kleinen Betrag $\Delta \mathfrak{H}$, so durchläuft $\mathfrak{B} = f(\mathfrak{H})$ die Kurve CA'; die Induktion \mathfrak{B} nimmt dabei um $\Delta \mathfrak{B}$ ab. Vergrößert man die Feldstärke wieder um $\Delta \mathfrak{H}$, so kommt man auf den Ausgangspunkt C zurück. Es wurde so die kleine Schleife CA'C durchlaufen. Den Quotient

$$\frac{\Delta \mathfrak{B}}{\Delta \mathfrak{H}} = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (1)$$

bezeichnet man als die reversible Permeabilität. Sie weicht naturgemäß von der differentiellen Permeabilität der Neukurve um so stärker ab, je breiter die Hysteresiskurve ist. Die drei in Abb. 1 eingezeichneten reversiblen Hysteresisschleifen sind nicht, wie man auf den ersten Blick vermutet, zueinander parallel, sondern verlaufen mit zunehmender Vormagnetisierung flacher. In dem unten eingezeichneten Dreieck sind die Richtungen der drei Kurven dargestellt. Die Neigungslinie der ersten Schleife verläuft zur Tangente an die Neukurve im Punkt Null praktisch parallel. In Abb. 2 sind vier reversible Hysteresisschleifen eingezeichnet. Man erkennt hieraus, daß die Steilheit dieser Schleifen auch von der Größe der Feldstärkenänderung abhängig ist. Dieses ist noch stärker aus Abb. 3 zu erkennen. Aus Abb. 4 ersieht man, daß die reversiblen Hysteresisschleifen stets innerhalb einer Hysteresisschleife für eine bestimmte Grenz-magnetisierung verlaufen.

Universelle Darstellung der reversiblen Permeabilität

Zu einer universellen Darstellung der reversiblen Permeabilität kommt man durch die Ganssche Kurve [2], [3], (Abb. 6). Die Bedeutung der in dieser Kurve verwendeten Werte geht aus Abb. 5 hervor. Hiernach ist die reversible Permeabilität durch $\mu_0 \cdot \mu_r = \frac{\Delta \mathfrak{B}}{\Delta \mathfrak{H}}$ nach Gleichung 1 definiert. Die Anfangspermeabilität ergibt sich aus der Tangente an den Anfangspunkt der Neukurve nach Abb. 5 als

$$\mu_a \cdot \mu_0 = \frac{\Delta \mathfrak{B}_a}{\Delta \mathfrak{H}_a} \quad (2)$$

Abb. 1 bis 4. Hysteresiskurven einer Stahlprobe mit eingetragenen reversiblen Hysteresisschleifen

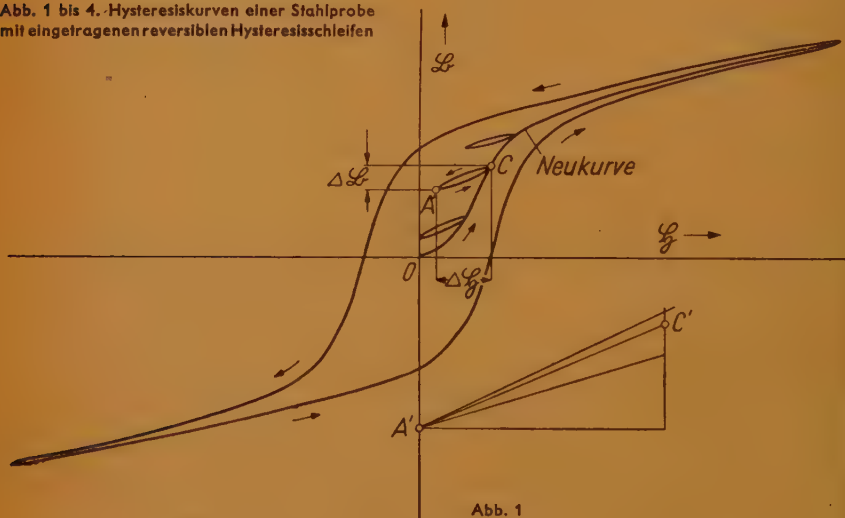


Abb. 1

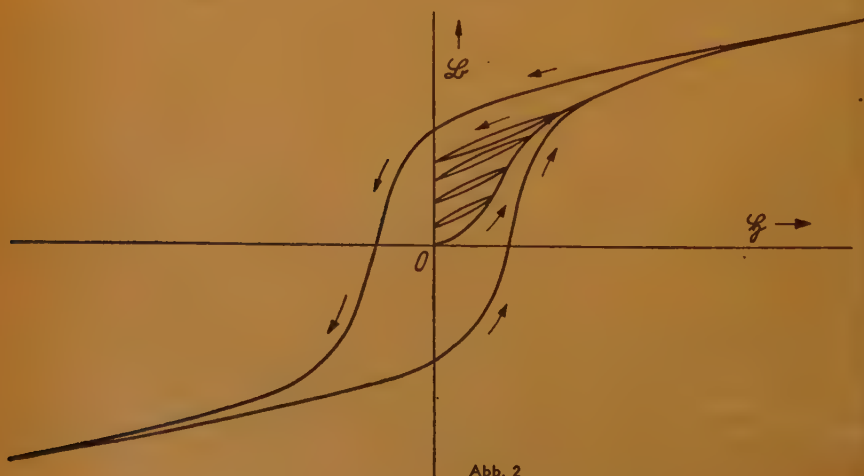
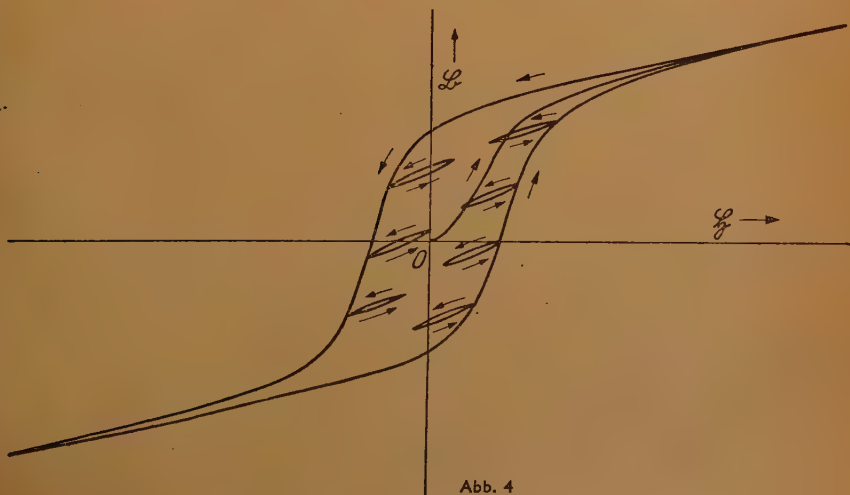
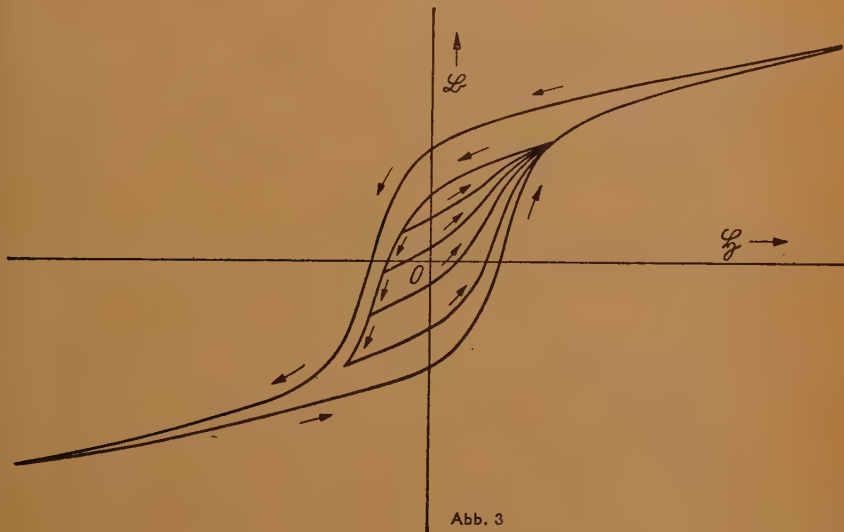


Abb. 2

\mathfrak{B} ist die Induktion im Punkte C und \mathfrak{B}_s die Sättigungsinduktion. Aus den vorstehend gezeigten Kurven (Abb. 1 bis 4) findet man die Ganssche Funktion

$$\frac{\mu_r}{\mu_a} = f\left(\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{B}_s}\right) \quad (3)$$

Abb. 6 gut bestätigt. Zu beachten ist hierbei, daß die Änderungen $\Delta \mathfrak{B}$ sehr klein sein müssen, Zweckmäßig nimmt man daher Tangenten an die oberen Kurven der reversiblen Schleifen im Punkte C.



Anwendung der Gansschen Kurve

Zur Anwendung der früher gezeigten Konstruktion tragen wir zweckmäßig die zu den reversiblen Permeabilitäten gehörenden Linien in die zu verwendende Magnetisierungskurve ein. Verwenden wir Dynamoblech IV, so erhalten wir nach Feldtkeller [4] und Küpfmüller [5] die Anfangspermeabilität zu $320 \cdot \mu_0$ und die Sättigungsinduktion zu rd. 20 kG. Mit diesen Werten berechnen wir für die Induktion $\mathfrak{B} = 0, 2, 4 \dots 12$ kG $\mathfrak{B}/\mathfrak{B}_s$ und entnehmen dazu aus der Gansschen Kurve (Abb. 6) die zugehörigen Werte von μ_r/μ_a . Hieraus berechnen wir mit Hilfe der Anfangspermeabilität die entsprechenden reversiblen Permeabilitäten μ_r . Diese Werte tragen wir dann mit Hilfe von $\Delta \mathfrak{B}/\Delta \mathfrak{H}$ in die in Abb. 7 gezeichnete Magnetisierungskurve ein. In der nachstehenden Tabelle sind die so gefundenen Werte angeführt.

$$\mu_0 = 1,526 \approx 1,25 [\text{Gcm/A}]$$

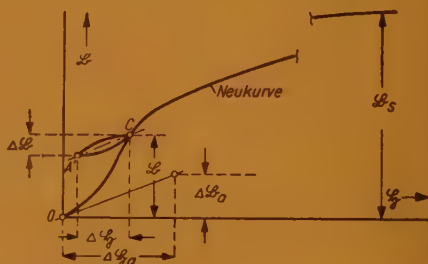


Abb. 5. Zur Erklärung der in der Gansschen Kurve verwendeten Werte

\mathfrak{B} [kG]	$\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{B}_s}$	$\frac{\mu_r}{\mu_a}$	$\mu_0 \cdot \mu_r$	$\Delta \mathfrak{B}$ [G]
0	0	1	400	4000
2	0,1	0,98	392	3920
4	0,2	0,92	368	3680
6	0,3	0,84	336	3360
8	0,4	0,72	288	2880
10	0,5	0,57	228	2280
12	0,6	0,42	168	1680

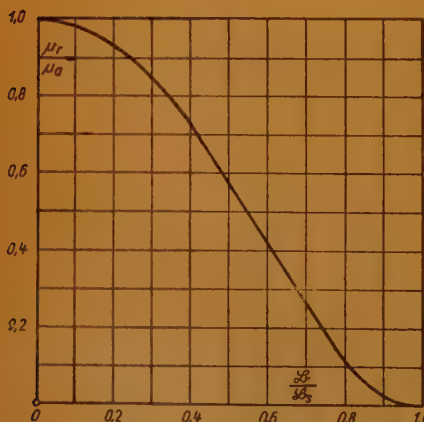


Abb. 6. Die Ganssche Kurve

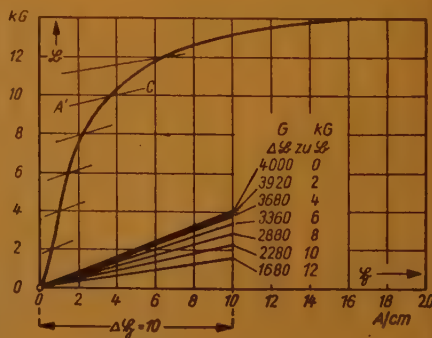


Abb. 7. Magnetisierungskurve (Neukurve) für Dynamoblech IV. Die Mittellinien der reversiblen Hysteresisschleifen für kleine Änderungen sind durch die Geraden A' C eingezeichnet

Zeichnerische Ermittlung der wirksamen Kernpermeabilität

Für eine Drossel ohne Luftspalt ergibt sich die wirksame Kernpermeabilität aus Abb. 8 als

$$\frac{\Delta \mathfrak{B}}{\Delta \mathfrak{H}} = \mu_0 \cdot \mu_r = 1,25^6 \cdot \mu_r \quad (4)$$

ist also gleich der reversiblen Permeabilität (Gleichung 1). Diese ist jetzt an die Stelle der differentiellen, die sich aus dem Kurvenstück AC ergibt, getreten.

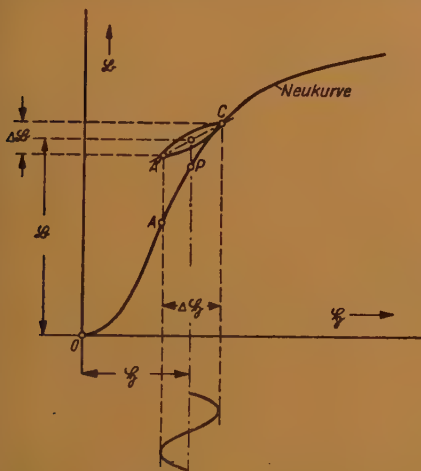


Abb. 8. Zur Ermittlung der Kernpermeabilität für vormagnetisierte Drosseln ohne Luftspalt

Für eine Drossel mit dem wirksamen Luftspalt δ erhält man, entsprechend der früher gezeigten Konstruktion [FUNK UND TON Bd. 2 (1948) H. 9, S. 446, Abb. 3], die wirksame Kernpermeabilität aus Abb. 9 als

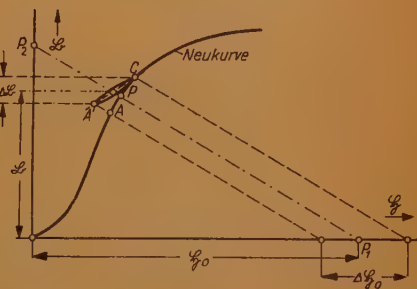


Abb. 9. Zur Ermittlung der Kernpermeabilität für vormagnetisierte Drosseln mit Luftspalt

$$\frac{\Delta \mathfrak{B}}{\Delta \mathfrak{H}_0} = \mu_0 \cdot \mu^* = 1,25^6 \cdot \mu^* \quad (5)$$

Zur Eintragung der Luftspaltgeraden $P_1 P_2$ in Abb. 9 wurden wieder die Achsenabschnitte

$$\mathfrak{H}_0 = O P_1 = \frac{I w}{l} \left[\frac{A}{\text{cm}} \right] \quad (6)$$

und

$$\mathfrak{B}_0 = O P_2 = \frac{1,25^6 \cdot I w}{\delta} \cdot \frac{F_L}{F} [\text{G}] \quad (7)$$

verwendet. Bei sehr kleinen Stromschwankungen fallen die Punkte A' C angenähert mit P zusammen. Hierfür geht dann Abb. 9 in die in Abb. 10 gezeigte Konstruktion über. Trägt man in Abb. 10 auf der Abszisse die Strecke $\Delta \mathfrak{H}_0 = P_1 E = 1$ (evtl. auch 10 oder 100) ab und zieht zu A' C die Parallele durch E, EG, so ist die gesuchte Kernpermeabilität

$$\frac{\Delta \mathfrak{B}}{\Delta \mathfrak{H}_0} = FG \text{ evtl. auch } \frac{FG}{10} \text{ oder } \frac{FG}{100} \quad (8)$$

Beispiele

Zu den Beispielen 3 und 4 aus FUNK UND TON, Bd. 2 (1948), H. 9, S. 449 ff. erhält man entsprechend Abb. 11

$$\frac{\Delta \mathfrak{B}}{\Delta \mathfrak{H}_0} = \frac{FG}{10} = \frac{1400}{10} = 140 \quad \text{bzw.} \quad \frac{\Delta \mathfrak{B}}{\Delta \mathfrak{H}_0} = \frac{FG}{10} = \frac{2000}{10} = 200$$

Damit ergeben sich die Selbstinduktionen aus

$$L = \frac{\Delta \mathfrak{B}}{\Delta \mathfrak{H}_0} \cdot \frac{F}{1} \cdot w^2 \cdot 10^{-8} \text{ [H]} \quad (9)$$

Zu $L = 140 \cdot \frac{6,1}{15,6} \cdot 8000^2 \cdot 10^{-8} = 35 \text{ [H]}$ bzw. $L = 200 \cdot \frac{11}{21} \cdot 6000^2 \cdot 10^{-8} = 27,7 \text{ [H]}$

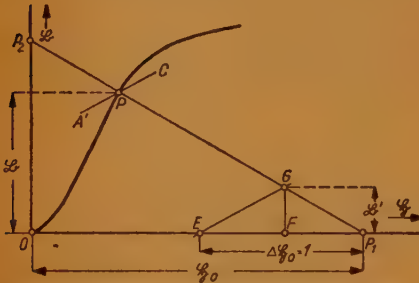


Abb. 10. Konstruktion zur Ermittlung der Kernpermeabilität für vormagnetisierte Drosseln mit Luftspalt

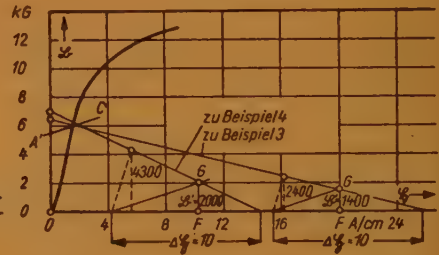


Abb. 11. Durchführung der Konstruktion der Kernpermeabilität für zwei Beispiele

Nach Feldtkeller, FUNK UND TON Bd. 1 (1947), H. 5, S. 234, Beispiel 5 und 7 sind dazu die Selbstinduktionswerte 30 bzw. 20 H. Diese Werte stehen mit den gefundenen gut in Einklang. Zu den wesentlich höher liegenden Werten nach Hannah (69 und 77 H) gibt es im wesentlichsten zwei Erklärungen: 1. Größere Anfangspermeabilität, die bei geeigneter Vorbehandlung der Bleche auf $700 \dots 900 \cdot \mu_0$, ja gelegentlich auch auf $1200 \cdot \mu_0$ gesteigert werden kann. 2. Größeren Luftspalt. Hannah arbeitet in der Nähe des optimalen Luftspalts, während Feldtkeller erheblich darüber hinausgeht, um die Selbstinduktion unabhängig von Gleichstromschwankungen zu machen.

Zusammenfassung

Es wurde ein zeichnerisches Verfahren zur Ermittlung der Kernpermeabilität von vormagnetisierten Drosselspulen angegeben. In dem früher gezeigten Verfahren wurde die differentielle Permeabilität durch die reversible ersetzt. Es zeigte sich, daß die so ermittelten Werte mit denen von Feldtkeller gut in Einklang stehen, und daß die nach Hannah berechneten Werte zu groß sind, da Hannah wahrscheinlich eine größere Anfangspermeabilität zugrunde legt.

Herrn Dipl.-Ing. A. Weis danke ich für die freundlichen Hinweise verbindlichst.

Schrifttum

- [1] Kammerloher, Hysteresiskurvenschreiber, Elektrot. Bd. 2, 1948, Nr. 2.
- [2] R. Gans, Ann. Physik 27, 1908, S. 1.
- [3] F. Ollendorf, Potentialfelder der Elektrotechnik, 1932, S. 84...86, Verl. Springer.
- [4] R. Feldtkeller, Spulen und Übertrager mit Eisenblechkernen, Verl. Hirzel, Leipzig, 1944.
- [5] K. Küpfmüller, Einführung in die theoretische Elektrotechnik, Verl. Springer, 1939.

Die Breite des Mitnahmebereichs bei der Steuerung eines selbsterregten Röhrengenerators durch eine ganze Vielfache seiner Eigenfrequenz

Die Theorie der Mitnahme eines selbsterregten Röhrengenerators durch eine Harmonische von dessen Eigenfrequenz ist bereits von Möller [1], Hudec [2] und anderen Autoren [3], [4], [5] eingehend erörtert worden. Hier wird nun gezeigt, daß es mit Hilfe von Katodenstrahlröhren gelingt, die Mitnahmeerscheinung sichtbar zu machen und die Bandbreite des Mitnahmebereichs aus der Kennkurve (Lissajoussche Figur) auf dem Schirm der Braunschen Röhre zu ermitteln.

In der Schaltung nach Abb. 1 setzt sich die Gitterwechselspannung zusammen aus der durch Rückkopplung erzeugten Spannung u_g und der Steuerspannung \mathcal{E} . Bei Verwendung einer Pentode ist der Anodendurchgriff verschwindend klein, der Anodenstrom ist unabhängig von der Anodenspannung. Er beträgt

$$\mathfrak{I}_a = S (\mathcal{E} + u_g) \quad (1)$$

Die Rückkopplungsspannung ergibt sich zu

$$u_g = \frac{\mathfrak{I}_a M}{2 L C (d + j \delta \alpha)} \quad (2)$$

wenn man annimmt, daß die Frequenz der Steuerspannung \mathcal{E} abweicht von einem ganzzahligen Vielfachen der Resonanzfrequenz des Anodenschwingkreises. Demnach ist

$$\mathfrak{I}_a = S \left[\mathcal{E} + \frac{\mathfrak{I}_a M}{2 L C (d + j \delta \alpha)} \right] \quad (3)$$

Hieraus erhält man

$$\frac{1}{S} = \frac{\mathcal{E}}{\mathfrak{I}_a} + \frac{M}{2 L C (d + j \delta \alpha)} \quad (4)$$

Die Steilheit ist im Rundfunkwellengebiet reell. Es ist daher der Imaginärteil der Gleichung (4) Null:

$$\frac{|\mathcal{E}|}{|\mathfrak{I}_a|} \sin \varphi = \frac{M \delta \alpha}{2 L C (d^2 + \delta \alpha^2)} \quad (5)$$

Nach Abb. 2 ist φ der Phasenwinkel zwischen der Steuerspannung \mathcal{E} und der Gesamterregung u_g .

Man setzt $|\mathcal{E}| = E$; $|\mathfrak{I}_a| = I_a$;

ferner ist in dem hier betrachteten Bereich kleiner Verstimmungen

$$d^2 \gg \delta \alpha^2$$

Dann ist

$$\frac{E}{I_a} \sin \varphi = \frac{M \delta \alpha}{2 L C d^2} \quad (6)$$

$$\text{Mit } d = \frac{R}{2L}; \quad \frac{L}{CR} = R_{\text{res}}$$

$$\text{ist dann } \sin \varphi = 2M \frac{R_{\text{res}}}{R} \frac{I_a}{E} \delta \alpha$$

Setzt man entsprechend der Beziehung $d^2 \gg \delta \alpha^2$

$$I_a = \frac{U_a}{R_{\text{res}}}$$

dann erhält man

$$\sin \varphi = 2 \frac{M}{R} \frac{U_a}{E} \delta \alpha \quad (7)$$

$$\text{bzw.} \quad \delta \alpha = \frac{1}{2} \frac{R}{M} \frac{E}{U_a} \sin \varphi \quad (8)$$

Erreicht $\sin \varphi$ den größten Wert 1, dann erhält man die größte Verstimmung $(\delta \alpha)_{\text{max}}$, bei der gerade noch Mitnahme stattfindet. Bei noch größeren Verstimmungen der Frequenz der Steuerspannung gegenüber dem n -fachen der Eigenfrequenz des Röhrengenerators findet keine Mitnahme mehr statt. Die Breite des Mitnahmebereichs ergibt sich dann zu

$$B = \frac{1}{\pi} (\delta \alpha)_{\text{max}} = \frac{1}{2\pi} \frac{R}{M} \frac{E}{U_a} \quad [\text{Hz}] \quad (9)$$

mit der Einschränkung $d^2 \gg \delta \alpha^2$.

Hieraus erkennt man folgendes:

1. Die Breite des Mitnahmebereichs ist unabhängig von der Frequenz des gemischt erregten Generators, wenn man davon absieht, daß R frequenzabhängig ist.
2. Ein verlustarmer (wenig gedämpfter) Anodenschwingkreis ergibt bei kleiner Amplitude der Steuerspannung gegenüber der Amplitude der Anodenwechselspannung und bei fester Kopplung zwischen Gitter- und Anodenspule eine geringe Bandbreite des Mitnahmebereichs.
3. Je stärker der Anodenschwingkreis bedämpft, d. h. je größer R ist, je größer die Steuerspannung \mathcal{E} und je loser die Rückkopplung sind, um so größer wird die Breite des Mitnahmebereichs.

Sehr deutlich kann man nun die Mitnahmeerscheinung nachweisen, wenn man nach Abb. 1 die Steuerspannung \mathcal{E} an das senkrechte und die Anodenspannung U_a an das waagerechte Plattenpaar einer Katodenstrahlröhre legt.

Hat die Frequenz der Steuerspannung einen ganzzahligen vielfachen Wert plus der Frequenzabweichung $\delta \alpha_n$ der Anodenspannung, dann ist

$$\mathcal{E}_n = E_n \cos (n \alpha + \delta \alpha_n) t \quad (10)$$

$$U_a = U_a \cos \alpha t \quad (11)$$

$$\cos \alpha t = \frac{U_a}{U_a} \quad \sin \alpha t = \frac{1}{U_a} \sqrt{U_a^2 - U_a^2} \quad (11a)$$

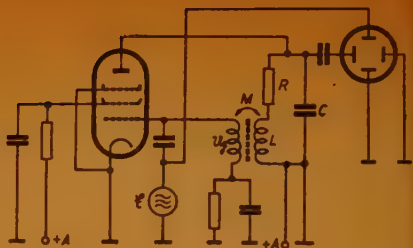


Abb. 1



Abb. 2

Die Grenzen des Mitnahmebereichs sind gegeben durch $\delta \alpha_n t = \pm \frac{\pi}{2}$.

Die Mitte des Mitnahmebereichs liegt bei $\delta \alpha_n t = 0$.

Die analytische Bestimmung der Kennkurven (Lissajous-Figuren) ist durchgeführt für $n = 1 \dots 5$ [6]:

a) $n = 1$ (Grundwelle)

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_1 &= E_1 \cos(\alpha + \delta \alpha_1) t \\ &= E_1 [\cos \alpha t \cos \delta \alpha_1 t - \sin \alpha t \sin \delta \alpha_1 t]\end{aligned}$$

Mit Gl. 11a ist

$$\mathcal{E}_1 = \frac{E_1}{U_a} [u_a \cos \delta \alpha_1 t - \sqrt{U_a^2 - u_a^2} \sin \delta \alpha_1 t] \quad (12)$$

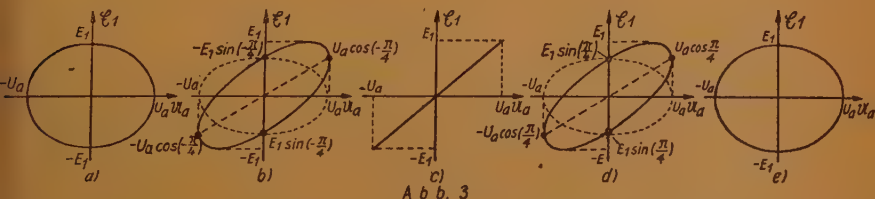
Die Kennkurve besteht aus der Überlagerung einer Geraden

$$\mathcal{E}_1' = \frac{E_1}{U_a} u_a \cos \delta \alpha_1 t$$

mit der Steigung $\tan \beta = \frac{E_1}{U_a} \cos \delta \alpha_1 t$ gegen die u_a -Achse und einer Ellipse

$$\mathcal{E}_1'' = \frac{E_1}{U_a} \sqrt{U_a^2 - u_a^2} \sin \delta \alpha_1 t$$

mit den Halbachsen U_a und $E_1 \sin \delta \alpha_1 t$.



A b b. 3

Für verschiedene Werte von $\delta \alpha_1 t$ sind die Kennkurven in Abb. 3a bis e dargestellt. Hieraus ersieht man:

An den Grenzen des Mitnahmebereichs ($\delta \alpha_1 t = \pm \frac{\pi}{2}$) ist die Kennkurve eine

Ellipse in symmetrischer Lage zu den beiden Koordinatenachsen mit den Halbachsen U_a und E_1 . In der Mitte des Mitnahmebereichs ($\delta \alpha_1 t = 0$) entartet die

Kennkurve zu einer Geraden mit dem Richtungstangens $\tan \beta = \frac{E_1}{U_a}$. In den

anderen Lagen innerhalb des Mitnahmebereichs erhält man als resultierende Kurven schrägliegende Ellipsen. Die Projektionen aller Kennkurven innerhalb des Mitnahmebereichs auf die u_a - und E_1 -Achse haben die Beträge $2U_a$ bzw. $2E_1$.

b) $n = 2$ (2. Oberwelle)

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_2 &= E_2 \cos(2\alpha + \delta \alpha_2) t \\ &= E_2 [(2 \cos^2 \alpha t - 1) \cos \delta \alpha_2 t - 2 \sin \alpha t \cos \alpha t \cos \delta \alpha_2 t]\end{aligned}$$

Mit Gl. 11a erhält man als Kennkurve

$$\mathcal{E}_2 = E_2 \left(2 \frac{u_a^2}{U_a^2} - 1 \right) \cos \delta \alpha_2 t - 2 \frac{E_2}{U_a^2} u_a \sqrt{U_a^2 - u_a^2} \sin \delta \alpha_2 t \quad (13)$$

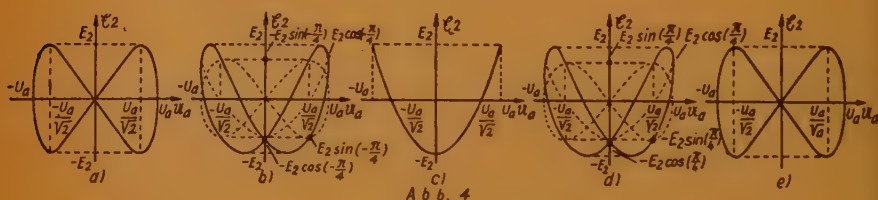
Diese ergibt sich aus der Superposition der Parabel

$$\mathcal{E}_2' = E_2 \left(2 \frac{u_a^2}{U_a^2} - 1 \right) \cos \delta \alpha_2 t$$

mit dem Scheitel in $\mathcal{E}_2 = -E_2 \cos \delta \alpha_2 t$ und der \mathcal{E}_2 -Achse als Symmetrieachse und der Schleife

$$\mathcal{E}_2'' = 2 \frac{E_2}{U_a^2} u_a \sqrt{U_a^2 - u_a^2} \sin \delta \alpha_2 t$$

Diese hat bei $\pm \frac{U_a}{\sqrt{2}}$ ihre größte Ausdehnung in der \mathcal{E}_2 -Richtung: $2 E_2 \sin \delta \alpha_2 t$.



In den Abb. 4a bis e sind die Kennkurven für verschiedene Werte von $\delta \alpha_2 t$ innerhalb des Mitnahmebereichs dargestellt. Man erkennt:

An den Grenzen des Mitnahmebereichs ($\delta \alpha_2 t = \pm \frac{\pi}{2}$) erhält man eine zu den

beiden Koordinatenachsen symmetrische Schleife. In der Mitte des Mitnahmebereichs ($\delta \alpha_2 t = 0$) ist die Kennkurve eine Parabel symmetrisch zur \mathcal{E}_2 -Achse. Zwischen diesen Extremwerten sind die resultierenden Kennkurven gebogene Schleifen. Die Projektionen aller Kennkurven innerhalb des Mitnahmebereichs auf die beiden Koordinatenachsen betragen $2 U_a$ bzw. $2 E_2$.

c) $n = 3$ (3. Oberwelle)

$$\mathcal{E}_3 = E_3 \cos (3 \alpha + \delta \alpha_3) t$$

$$= E_3 [(4 \cos^3 \alpha t - 3 \cos \alpha t) \cos \delta \alpha_3 t - (3 \sin \alpha t - 4 \sin^3 \alpha t) \sin \delta \alpha_3 t]$$

Mit Gl. (11a) erhält man als Lissajous-Figur

$$\mathcal{E}_3 = \frac{E_3}{U_a} u_a \left(4 \frac{u_a^2}{U_a^2} - 3 \right) \cos \delta \alpha_3 t + \left(1 - 4 \frac{u_a^2}{U_a^2} \right) \sqrt{U_a^2 - u_a^2} \sin \delta \alpha_3 t \quad (14)$$

Diese Funktion setzt sich zusammen aus

1. der kubischen Kurve

$$\mathcal{E}_3' = \frac{E_3}{U_a} u_a \left(4 \frac{u_a^2}{U_a^2} - 3 \right) \cos \delta \alpha_3 t$$

mit folgenden ausgezeichneten Stellen

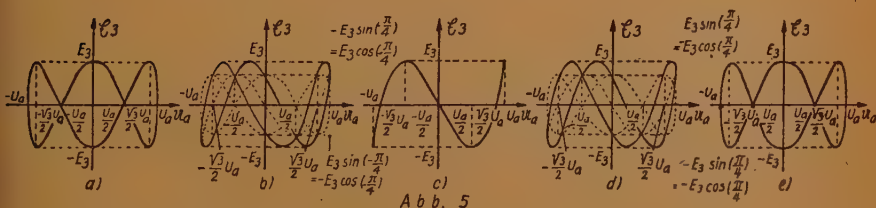
u_a	\mathfrak{E}_3'	Bemerkungen
0	0	} 3 Nullstellen
$\pm \frac{\sqrt{3}}{2} U_a$	0	
$-\frac{U_a}{2}$	$+ E_3 \cos \delta \alpha_3 t$	Maximum
$+\frac{U_a}{2}$	$- E_3 \cos \delta \alpha_3 t$	Minimum
$\pm U_a$	$\pm E_3 \cos \delta \alpha_3 t$	Endpunkte

2. der Doppelschleife

$$\mathfrak{E}_3'' = \left(1 - 4 \frac{u_a^2}{U_a^2}\right) \sqrt{U_a^2 - u_a^2} \sin \delta \alpha_3 t$$

mit den ausgezeichneten Stellen:

u_a	\mathfrak{E}_3''	Bemerkungen
$\pm \frac{U_a}{2}$	0	} 4 Nullstellen
$\pm U_a$	0	
0	$\pm E_3 \sin \delta \alpha_3 t$	} 3 doppelte Extremwertstellen
$\pm \frac{\sqrt{3}}{2} U_a$		



Für $\delta \alpha_3 t = -\frac{\pi}{2}; -\frac{\pi}{4}; 0; +\frac{\pi}{4}; +\frac{\pi}{2}$ ergeben sich die Kennkurven der Abb. 5a bis e. Diese Darstellungen lassen folgendes erkennen:

An den Mitnahmebereichsgrenzen $\left(\delta \alpha_3 t = \pm \frac{\pi}{2}\right)$ erhält man eine symmetrisch zu beiden Koordinatenachsen liegende Doppelschleife. In der Mitte des Mitnahmebereichs entartet die Schleife zu einer S-förmigen Kurve. In den Zwischenlagen innerhalb des Mitnahmebereichs erhält man als resultierende Kurven

gebogene Doppelschleifen. Die Projektionen aller Kennkurven auf die beiden Koordinatenachsen betragen $2 U_a$ bzw. $2 E_3$.

d) $n = 4$ (4. Oberwelle)

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_4 &= E_4 \cos(4\alpha + \delta\alpha_4)t \\ &= E_4 [(8 \cos^4 \alpha t - 8 \cos^2 \alpha t + 1) \cos \delta\alpha_4 t - \\ &\quad - 4(1 - 2 \sin^2 \alpha t) \sin \alpha t \cos \alpha t \sin \delta\alpha_4 t]\end{aligned}$$

Mit Gl. (11a) erhält man als Kennkurve

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_4 &= E_4 \left(8 \frac{u_a^4}{U_a^4} - 8 \frac{u_a^2}{U_a^2} + 1 \right) \cos \delta\alpha_4 t - \\ &\quad - \frac{E_4}{U_a^3} u_a \left(2 \frac{u_a^2}{U_a^2} - 1 \right) \sqrt{U_a^2 - u_a^2} \sin \delta\alpha_4 t\end{aligned}\quad (15)$$

Diese setzt sich zusammen aus

1. der biquadratischen Kurve

$$\mathcal{E}_4' = E_4 \left(8 \frac{u_a^4}{U_a^4} - 8 \frac{u_a^2}{U_a^2} + 1 \right) \cos \delta\alpha_4 t$$

mit folgenden ausgezeichneten Stellen

u_a	\mathcal{E}_4'	Bemerkungen
$\pm \frac{U_a}{2} \sqrt{2 \pm \sqrt{2}}$	0	4 Nullstellen
0	$+ E_4 \cos \delta\alpha_4 t$	Maximum
$\pm \frac{U_a}{\sqrt{2}}$	$- E_4 \cos \delta\alpha_4 t$	2 Minima
$\pm U_a$	$+ E_4 \cos \delta\alpha_4 t$	Endpunkte

2. der dreifachen Schleife

$$\mathcal{E}_4'' = 4 \frac{E_4}{U_a^3} u_a \left(2 \frac{u_a^2}{U_a^2} - 1 \right) \sqrt{U_a^2 - u_a^2} \sin \delta\alpha_4 t$$

mit den ausgezeichneten Werten

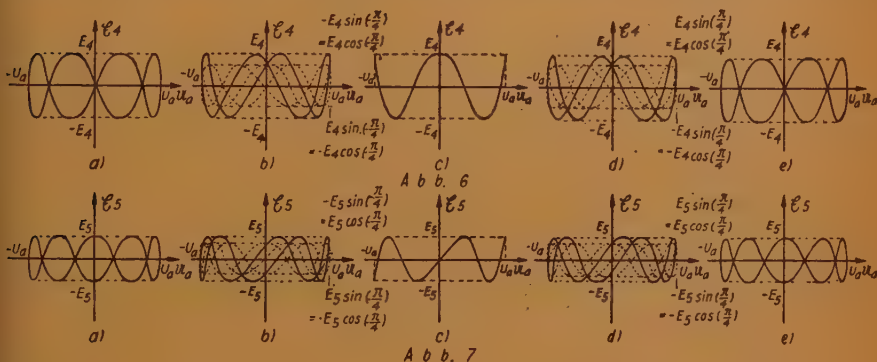
u_a	\mathcal{E}_4''	Bemerkungen
0	0	} 5 Nullstellen
$\pm \frac{U_a}{\sqrt{2}}$	0	
$\pm U_a$	0	
$\pm \frac{U_a}{2} \sqrt{2 \pm \sqrt{2}}$	$\pm E_4 \sin \delta\alpha_4 t$	4 doppelte Extremwertstellen

In den Abb. 6a bis e sind die Kennkurven innerhalb des Mitnahmebereichs für $\delta \alpha_4 t = -\frac{\pi}{2}; -\frac{\pi}{4}; 0; +\frac{\pi}{4}; +\frac{\pi}{2}$ dargestellt.

Man erkennt:

Für $\delta \alpha_4 t = \pm \frac{\pi}{2}$, d. h. an den Mitnahmebereichsgrenzen verschwindet das

erste Glied der Funktion $\mathfrak{E}_4 = f(u_a)$, man erhält eine symmetrisch zu den Koordinatenachsen liegende dreifache Schleife. In der Mitte des Mitnahmebereichs ist $\delta \alpha_4 t = 0$, es verschwindet der 2. Teil der Funktion $\mathfrak{E}_4 = f(u_a)$. Man erhält als



Kennkurve eine biquadratische Kurve. In den übrigen Lagen innerhalb des Mitnahmebereichs erhält man als Lissajous-Figuren gebogene dreifache Schleifen. Die Projektionen aller Kennkurven innerhalb des Mitnahmebereichs auf die beiden Koordinatenachsen haben die Größen $2 U_a$ bzw. $2 E_4$.

e) $n = 5$ (5. Oberwelle)

$$\begin{aligned} \mathfrak{E}_5 &= E_5 \cos(5\alpha + \delta \alpha_5 t) \\ &= E_5 [(5 - 20 \cos^2 \alpha t + 16 \cos^4 \alpha t) \cos \alpha t \cos \delta \alpha_5 t - \\ &\quad - (1 - 12 \cos^2 \alpha t + 16 \cos^4 \alpha t) \sin \alpha t \sin \delta \alpha_5 t] \end{aligned}$$

Mit Gl. (11a) ist dann

$$\begin{aligned} \mathfrak{E}_5 &= E_5 \frac{u_a}{U_a} \left(5 - 20 \frac{u_a^2}{U_a^2} + 16 \frac{u_a^4}{U_a^4} \right) \cos \delta \alpha_5 t - \\ &\quad - \frac{E_5}{U_a} \left(1 - 12 \frac{u_a^2}{U_a^2} + 16 \frac{u_a^4}{U_a^4} \right) \sqrt{U_a^2 - u_a^2} \sin \delta \alpha_5 t \quad (16) \end{aligned}$$

Die Kennkurve entsteht durch Überlagerung von

1. einer Kurve 5. Ordnung

$$\mathfrak{E}_5' = E_5 \frac{u_a}{U_a} \left(5 - 20 \frac{u_a^2}{U_a^2} + 16 \frac{u_a^4}{U_a^4} \right) \cos \delta \alpha_5 t$$

Ausgezeichnete Werte dieser Kurve sind

u_a	\mathcal{E}_s'	Bemerkungen
0	0	Nullstelle
$\pm \frac{U_a}{4} \sqrt{10 \pm 2\sqrt{5}}$	0	4 Nullstellen
$+\frac{U_a}{4} \sqrt{6 + 2\sqrt{5}}$	$-E_s \cos \delta \alpha_s t$	Minimum
$+\frac{U_a}{4} \sqrt{6 - 2\sqrt{5}}$	$+E_s \cos \delta \alpha_s t$	Maximum
$-\frac{U_a}{4} \sqrt{6 + 2\sqrt{5}}$	$-E_s \cos \delta \alpha_s t$	Minimum
$-\frac{U_a}{4} \sqrt{6 - 2\sqrt{5}}$	$+E_s \cos \delta \alpha_s t$	Maximum
$\pm U_a$	$\pm E_s \cos \delta \alpha_s t$	Endpunkte

2. einer vierfachen Schleife

$$\mathcal{E}_s'' = \frac{E_s}{U_a} \left(1 - 12 \frac{u_a^2}{U_a^2} + 16 \frac{u_a^4}{U_a^4} \right) \sqrt{U_a^2 - u_a^2} \sin \delta \alpha_s t$$

mit den ausgezeichneten Werten

u_a	\mathcal{E}_s''	Bemerkungen
$\pm \frac{U_a}{4} \sqrt{6 \pm 2\sqrt{5}}$	0	} 6 Nullstellen
$\pm U_a$	0	
0	$\pm E_s \sin \delta \alpha_s t$	} 5 doppelte Extremwertstellen, an denen die Kurve ihre größte Ausdehnung in der \mathcal{E}_s -Richtung aufweist
$\pm \frac{U_a}{4} \sqrt{10 \pm 2\sqrt{5}}$		

Die Kennkurven sind für die Werte $\delta \alpha_s t = -\frac{\pi}{2}; -\frac{\pi}{4}; 0; +\frac{\pi}{4}; +\frac{\pi}{2}$ in den Abb. 7a bis e dargestellt. Man ersieht daraus:

An den Grenzen des Mitnahmebereichs $\left(\delta \alpha_s t = \pm \frac{\pi}{2} \right)$ erhält man eine symmetrisch zu beiden Koordinatenachsen liegende vierfache Schleife. In der Mitte des Mitnahmebereichs ($\delta \alpha_s t = 0$) ist die Kennkurve eine Kurve 5. Ordnung. An den anderen Stellen innerhalb des Mitnahmebereichs ergibt sich die resultierende Lissajous-Figur aus der Überlagerung der beiden Funktionen \mathcal{E}_s' ; $\mathcal{E}_s'' = f(u_a)$. Die Projektionen aller Kurven innerhalb des Mitnahmebereichs auf die beiden Koordinatenachsen betragen $2 U_a$ bzw. $2 E_s$.

Aus den Darstellungen der Kennkurven innerhalb des Mitnahmebereichs für $n = 1 \dots 5$ kann man auf die Figuren schließen, die sich ergeben, wenn der selbsterregte Generator durch eine noch höhere Harmonische seiner Eigenfrequenz gesteuert wird:

1. An den Grenzen des Mitnahmebereichs $\left(\delta \alpha_n t = \pm \frac{\pi}{2} \right)$ erhält man gerade

Schleifen der $(n - 1)$. Ordnung entsprechend der n . Ordnung der steuernden Harmonischen. So ergibt sich z. B. bei Steuerung durch die 6. Harmonische der Generatorfrequenz eine fünffache Schleife. Umgekehrt kann man dann auch wieder bei Vorliegen einer Kennkurve durch Auszählen der Schleifen feststellen, welche Ordnung die Oberwelle hat.

2. In der Mitte des Mitnahmebereichs $(\delta \alpha_n t = 0)$ entartet die Schleife zu einer Kurve n . Ordnung, die entsprechend der n . Ordnung der Oberwelle n Nullstellen aufweist.

3. In den anderen Lagen innerhalb des Mitnahmebereichs stellen die Kennkurven gebogene Schleifen $(n - 1)$. Ordnung dar.

4. Die Projektionen sämtlicher Kennkurven (Lissajous-Figuren) innerhalb des Mitnahmebereichs auf die beiden Koordinatenachsen, d. h. die größten Ausdehnungen der Kurven in waagerechter und senkrechter Richtung betragen $2 U_a$ bzw. $2 E_n$, wobei n die Ordnung der Oberwelle ist. Hierdurch ist eine leichte Messung der Breite des Mitnahmebereichs gegeben. Es ist nach Gl. 9

$$B = \frac{1}{2\pi} \frac{R}{M} \frac{E_n}{U_a} \quad (9a)$$

Bezeichnet man die Projektionen der Kurven in senkrechter Richtung mit y , in waagerechter Richtung mit x , dann ist

$$B = \frac{1}{2\pi} \frac{R}{M} \frac{y}{x} \quad [\text{Hz}] \quad (17)$$

Die Größen R und M sind durch die Aufbauteile der Schaltung (vgl. Abb. 1) fest gegeben. Es ist dann

$$B = \text{const.} \cdot \frac{y}{x} \quad [\text{Hz}] \quad (17a)$$

die Breite des Mitnahmebereichs.

Schrifttum

- [1] H. G. Möller: Grundlagen und mathematische Hilfsmittel der Hochfrequenztechnik, 1940.
- [2] E. Hudec: Frequenzteilung durch Röhrengeneratoren und Kippgeneratoren, TFT 27, 5, 1938.
- [3] Urteil: Mitnahme und Synchronisierung selbsterregter Schwingungen, Zeitschrift d. techn. Physik 19, 11, 1938.
- [4] Wenke: Die Instabilität linearer und nichtlinearer Schwingungen (Mitnahmeerscheinungen), Zeitschrift d. Hochfrequenztechnik und Elektroakustik 55, 3, 4, 1940.
- [5] F. Kirschstein: Die Mitnahme selbsterregter Schwingungen und ihre technische Verwertung, ENT 20, 2, 1943.
- [6] K. Braun: Theoretische und experimentelle Untersuchung der nichtlinearen Verzerrung von Kohlemikrofonen, TFT 27, 11, 1938.

Der innere Widerstand und die Elektrolyte der galvanischen Elemente

In einem galvanischen Element ist der Elektrolyt (bzw. sind Anolyt und Katalyt) Bezugsmedium für die Elektrodenpotentiale, aus deren Differenz in Volt sich die EMK des betreffenden Elementes ergibt. Zudem ist es die Aufgabe des Elektrolyten im arbeitenden Element, den Ladungsaustausch zwischen den Elektroden zu vermitteln. Grundsätzlich kann also jede ionenbildende Materie, auch eine feste Lösung oder eine Schmelze (z. B. bei den Brennstoffelementen), als Elektrolyt dienen. Für Elemente des Leclanché-Typs kommen jedoch nur wässrige Lösungen stark dissoziierender Salze als Elektrolytflüssigkeiten in Betracht.

Sofern der Elektrolyt nur als Mittler zwischen den Elektroden betrachtet wird, wären Lösungen am günstigsten, deren elektrische Leitfähigkeit einen möglichst hohen Wert besitzt. Dabei scheiden solche Stoffe für praktische Zwecke von vornherein aus, die unerwünscht starke Reaktionen an einer der beiden Elektroden verursachen. Der Einfluß der Elektrolyte auf den inneren Widerstand von galvanischen Elementen ist eingehend untersucht worden, wobei sich weitere Arbeiten über die Messung des inneren Widerstandes (w_i) galvanischer Elemente ergaben. Hierfür werden zwei verschiedene Methoden — die Berechnung des w_i aus dem Spannungsabfall bei elektrischer Belastung oder die Messung mittels einer Wechselstrom-Meßbrücke — angewendet [1].

Die Spannungsabfallmethode

Der innere Widerstand (w_i) läßt sich berechnen aus der Beziehung

$$\frac{(E - e) \cdot w_a}{e} = w_i \quad (1)$$

worin E die EMK des Elements und e die Arbeitsspannung bei der äußeren elektrischen Belastung w_a darstellt. (E und e in V, w_i und w_a in Ohm)

$$E = i \cdot w_a + i \cdot w_i \quad (2)$$

$$i \cdot w_a = e \quad \frac{E - e}{i} = w_i \quad i = \frac{e}{w_a} \quad w_i = \frac{(E - e) \cdot w_a}{e}$$

Bei Kurzschlußmessungen (d. h. wenn $w_a \cong 0$) wird aus Gl. (2)

$$w_i = \frac{E}{i} \quad (3)$$

Die Feststellung des inneren Widerstandes galvanischer Elemente aus (1) und (3) ergibt nur annähernde Werte, zunächst wegen der Unbestimmtheit von E (die EMK eines Elementes des Leclanché-Typs ist von seinem Alter und allgemeinen Zustand abhängig). Außerdem tritt bei elektrischer Belastung der Zelle an den Elektroden, und zwar vorwiegend an der Depolarisations-Elektrode, Polarisation ein, die e und damit den nach Gl. (1) berechneten Wert von w_i beeinflusst, aber mit dem wahren inneren Widerstand des Systems nichts zu tun hat. Setzt man bei diesen Messungen für E den für die frische, ungebrauchte Zelle gefundenen EMK-Wert ein, dann ergibt sich eine Abhängigkeit der so berech-

neten w_i -Werte von der jeweils angelegten äußeren Belastung w_a . Drotschmann [1] fand hierfür die in Abb. 1 dargestellten Zusammenhänge für drei verschiedene Zellentypen (I = Type D, II = Type G, III = Type J; Typenbezeichnungen nach DIN 40 850). Nach Gray [2] ist der innere Widerstand einer ungebrauchten Zelle nach einem Jahr unbelasteter Lagerung des Elements um etwa 20% höher als der Ursprungswert im frischen Zustand des Elements.

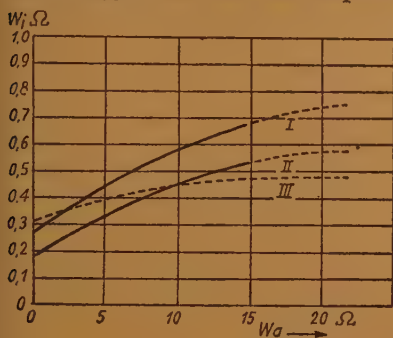


Abb. 1. Abhängigkeit des Inneren Widerstandes (w_i) von der äußeren elektrischen Belastung (w_a) bei Messungen nach der „Spannungsabfallmethode“ für verschieden große galvanische Elemente

geschlossen, sodann der Widerstand abgeschaltet und die Spannung unmittelbar nach dem Abschalten abgelesen (E'). Die Polarisation ergibt sich dann aus der Gleichung:

$$\frac{E - E'}{E} \cdot 100\%$$

Auch aus der Beziehung

$$w_i = \frac{E}{i} - w_a \quad (4)$$

ist der innere Widerstand galvanischer Elemente nur annäherungsweise zu errechnen, da das oben über die Unbestimmtheit des „ E “-Wertes Gesagte auch hier zutrifft. Die für ein gegebenes i meßbare Klemmenspannung e darf in Gl. (4) nicht an Stelle von E eingesetzt werden, da $e \ll E$ und somit der aus e errechnete w_i zu niedrig wird. Immerhin erhält man bei einem solchen Vorgehen Zahlen, welche von der äußeren Belastung weniger abhängig sind als bei Anwendung der Gl. (1) und (3).

H. Steinwehr führt in Elektrotechnik 2 (1948), 91/93 aus, daß die Gleichung

$$\frac{E - i \cdot w_a}{i} = w_i$$

nicht anwendbar ist, weil E für das belastete Element einen anderen Wert hat, als für das unbelastete. Folgerichtig wäre also einzusetzen:

$$\frac{(E - e) - i \cdot w_a}{i} = w_i, \text{ worin } P = \text{Polarisation.}$$

Steinwehr gibt eine Vorrichtung an, den Wert für P möglichst genau zu bestimmen. Mittels zweier parallel aber versetzt zueinander angebrachter Unterbrecherscheiben (nur $\frac{1}{4}$ des Scheibenumfangs ist stromleitend) erhält man periodische Stromstöße und kann durch eine

Die Unsicherheit des in den Gleichungen (1) und (3) zu verwendenden E -Wertes hat in England dazu geführt, eine definierte Meßmethode vorzuschreiben, während nach den deutschen und amerikanischen Prüfvorschriften für Trockenbatterien die Messung des inneren Widerstandes nicht erlangt wird.

Die „British Standard Specification for Leclanché-Type Primary Cells“ schreibt vor:

„Zunächst wird die Ruhespannung des Elementes geprüft (E), die Zelle über einen äußeren Widerstand von 1 Ohm geschlossen und die Spannung an den Kontakten sofort gemessen (e). Der innere Widerstand errechnet sich nach Gl. (1).

Zusätzlich wird die „Polarisation“ des Elementes festgestellt. Hierfür wird die Zelle über einen Widerstand von 2 Ohm 10 Minuten lang ge-

besondere Schaltanordnung einmal (E — P), zweitens (E — P) — $i \cdot w_i$ = $i \cdot w_a$ = e messen.

Die Differenz beider Resultate ergibt $i w$, und Division durch I

$$\frac{E - P}{i} - \frac{(E - P) - i \cdot w_a}{i} = w_i.$$

Die mit Volt- und Amperemeter in den Stromkreisen erhaltenen Werte sind aber ebenfalls höchst ungleichmäßig; bessere Zahlen werden mit einer Kompensatorschaltung erzielt, wie die nebenstehende Tabelle zeigt.

w_a	Werte in Ohm	
	mit V- und A-meter	mit Kompensator
∞	—	—
71	0,55	0,71
41	0,87	1,00
31	0,95	1,01
21	1,24	1,39
11	1,20	1,42
6	1,23	1,42
3	1,11	1,34
∞	—	—

(Werte für die 3-zellige Taschenlampe BD 4,5)

Die Widerstandsmessung mit einer Wechselstrom-Meßbrücke

führt dagegen zu einem exakteren Resultat. Man erhält damit w_i -Werte, die ein Bild über den Zustand des gemessenen Elementes als galvanische Zelle geben. Bei gleichzeitig angelegter äußerer Belastung ist die Polarisation der Elektroden nur insoweit in dem Meßergebnis enthalten, wie dadurch der elektrische Widerstand des Gesamtsystems beeinflusst ist. Für Messungen dieser Art verwendete Drotschmann [3] die in Abb. 2 dargestellte Schaltung: Zwei Batterien, bestehend aus je 4 Zellen Type D, wurden mit gleichen Polen gegeneinandergeschaltet und über zwei gleiche äußere Widerstände von je 600 Ohm geschlossen. Die Klemmenspannungen wurden bei den Punkten a und b bzw. c und d in regelmäßigen Zeitabständen gemessen. Gleichzeitig läßt sich der Verlauf der Kurve des inneren Widerstandes der gegenseitig kompensierten 8 Zellen an den Punkten a und d mit einer Wechselstrom-Meßbrücke feststellen. Die dabei erhaltenen Werte von w kann man nach Gl. (5) (Kirchhoffsches Gesetz) nach w_1 auflösen,

$$w_1 = \frac{1}{\frac{1}{w} + \frac{1}{w_2}} \quad (5)$$

wobei sich der innere Widerstand (w_1) der acht hintereinandergeschalteten Zellen ergibt.

Auch von anderer Seite sind Meßanordnungen [4] zur Widerstandsmessung galvanischer Elemente beschrieben worden. Hübner [5] faßte nach Wien-Harms [6] das Element als eine Kombination verschiedener Kapazitäten und eines Ohmschen Widerstandes auf — etwa nach dem Schema der Abb. 3 — und untersuchte mit der in Abb. 4 dargestellten Meßanordnung das Verhalten einer Batterie bezüglich w_1 und C_1 (Kapazität) in aussetzender Entladung. Er verwendete eine Batterie BD 90 und einen äußeren Widerstand von 6000 Ohm. Der innere Widerstand der 90-Volt-Batterie war anfänglich 60 Ohm, d. h. rund 1 Ohm/Zelle. Die Widerstandskurve steigt mit fortschreitender Entladung anfänglich nur langsam, später steil an. Verdopplung der äußeren Belastung (auf 3000 Ohm) verändert den w_1 -Wert beträchtlich, Verringerung des w_a auf 12000 Ohm verändert den w_1 kaum.

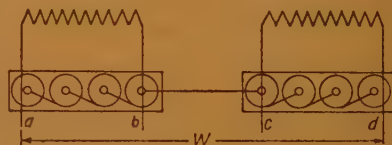


Abb. 2. Schaltenschema der Messungen des inneren Widerstandes (gemessen wurde „ w_1 “; der acht Zellen = „ w_1 “; 2×600 Ohm = „ w_2 “)

Die Kapazität (C_i in μF) sinkt sofort beim Einschalten der elektrischen Belastung in wenigen Sekunden von etwa 2,6 auf 2,2 μF und steigt ebenso plötzlich beim Abschalten des w_a wieder an. Bei fortschreitender Entladung werden diese C_i -Sprünge weniger stark ausgeprägt, während gleichzeitig der absolute Wert des C_i allmählich abnimmt.

Es stellte sich ferner heraus, daß die absoluten Werte von w_i und C_i von der

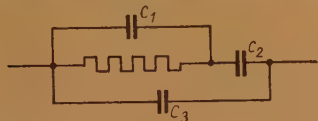


Abb. 3. Elektrisches Schema der galvanischen Zelle

C_1 = elektrostatische Kapazität

C_2 = Polarisationskapazität

C_3 = Kapazität der Zuleitungen

Rechts: Abb. 4. Mit Hilfe des Widerstandes R_N und der Kapazität C_N wird die Brücke abgeglichen. (Die Widerstände R_1 und R_2 stellen die Verlustwiderstände der Kondensatoren C_1 und C_2 dar.) Alle anderen Einzelheiten sind aus der Abbildung selbst ersichtlich.

Die Gleichgewichtsbedingungen lauten:

$$R_x = \frac{C_2}{C_1} R_N \text{ und } C_x = \frac{C_1}{C_2} C_N$$

Die Meßgenauigkeit betrug für $R_x = 1\% \pm 0,01 \Omega$ und für $C_x = 1\% \pm 0,001 \mu\text{F}$. (Die Verlustwinkel der Kondensatoren C_1 und C_2 waren besonders abgeglichen)

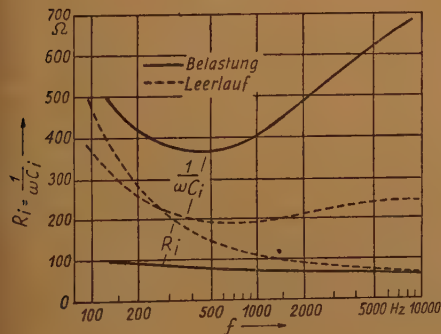


Abb. 5

Summerfrequenz abhängig sind, wie dies Abb. 5 zeigt.

Müller und Reuther [7] fanden, daß die in Abb. 6 dargestellte Schaltanordnung ein besonders scharfes Tonminimum erhalten läßt.

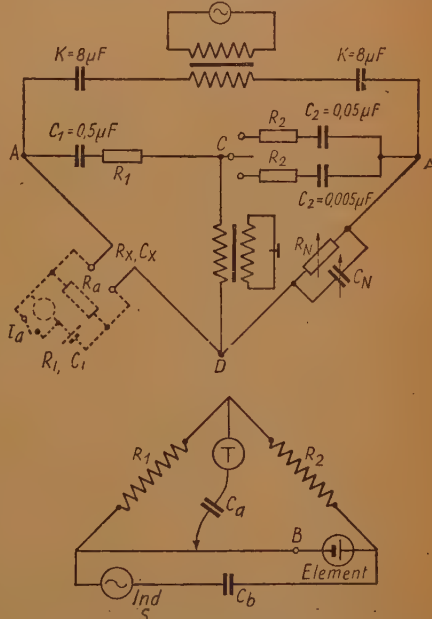


Abb. 6. R_1 und R_2 = induktionsfreie Massewiderstände von 1000 und 2000 Ohm (Siemens). S = Röhrensummer Philips, der konstante Schwingungen von 1000 Hz erzeugt. C_a C_b = Kondensatoren von je 0,1 MF. Zur Eichung der Meßanordnung wird erst an Stelle des Elements ein Präzisionswiderstand von 10 Ohm verwendet, dann wird der Widerstand des Brückenmeßdrahtes mit einer Präzisionsmeßbrücke ermittelt

Bei Messung mit der Wechselstrom-Meßbrücke ergibt sich der innere Widerstand des Elements unabhängig von der äußeren elektrischen Belastung (soweit sich nicht durch den Stromdurchgang Schutzschichten auflösen oder bilden oder ähnliche, den w_i ändernde Verhältnisse eintreten). Drotschmann fand den inneren Widerstand je Zelle ohne äußere Belastung bzw. mit 15, 5 und 1 Ohm als w_a im frischen Zustand des Elements für Type D = 0,225 Ohm/Zelle, Type G = 0,225 Ohm/Zelle, Type J = 0,250 Ohm/Zelle.

Es ist interessant, diesen Werten die in Abb. 1 gegebenen w_i -Werte nach der Spannungsabfallmethode gegenüberzustellen. Die hierbei festzustellende Verschiedenheit der Meßergebnisse wird noch deutlicher, wenn der Verlauf beider Widerstandskurven (w_i Spannungsabfall- und w_i Wechselstrom- bzw. Kompensationsverfahren) während der Entladung von Batterien zeitlich verfolgt wird. Die nach den beiden Meßmethoden erhaltenen w_i -Werte haben demnach weder in ihrer absoluten Höhe noch in der Art ihres zeitlichen Verlaufes während der Entladung Ähnlichkeit miteinander, wenn die äußere elektrische Belastung des Elementes verhältnismäßig groß ist. Wird hingegen die Zelle elektrisch nur mäßig beansprucht, nähern sich die Kurven von w_i Sp. und w_i Komp. in ihrem grundsätzlichen Verlauf. Erläutert wird dies durch die Messungen von Drotschmann gemäß Abb. 7. Geprüft wurde hier eine 60-Volt-Batterie (BD 60) mit einem w_a von 6000 Ohm in aussetzender, täglich 3stündiger Entladung. Alle anderen Daten gehen aus der Abbildung selbst hervor.

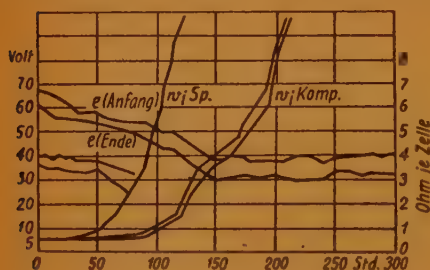


Abb. 7. Aussetzende Anodenbatterieentladung. e (Anfang) = Spannungswerte am Beginn der täglichen Entladeperioden; e (Ende) = Spannungswerte am Ende der täglichen Entladeperioden. w_i (Sp) = Widerstandskurve nach der Spannungsabfallmethode mit 5 Ohm je Zelle bestimmt, w_i (Komp.) = Widerstandskurve (am Beginn und am Ende der täglichen Entladeperioden) nach der „Kompensationsmethode“

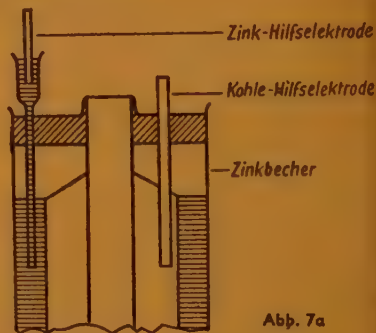


Abb. 7a



Abb. 7b

Der grundlegende, logisch selbstverständliche, ja zwangsläufige Unterschied in den w_i Sp.- und w_i Komp.-Werten ist von Jelinek [8] beanstandet worden, doch waren — wie Drotschmann [9] nachwies — die vorgebrachten Argumente nicht stichhaltig.

Theoretisch setzt sich der Gesamtwiderstand einer Zelle aus folgenden Einzelwiderständen zusammen:

1. Widerstand des Zinks.
2. Übergangswiderstand: Zink/Elektrolyt [10].
3. Widerstand Elektrolyt.
4. Übergangswiderstand Elektrolyt-Depolarisationsmasse.
5. Widerstand Depolarisationsmasse.
6. Übergangswiderstand: Depolarisationsmasse-Kohlenstift.
7. Widerstand Kohlenstift.
8. Übergangswiderstand: Kohlenstift-Klemme [11].

Der spezifische Widerstand eines normalen, frischen Elektrolyten beträgt ungefähr 2,7 Ohm. Wird dieser Wert auf einen Elektrodenabstand von 0,3 cm

und eine Elektrodenfläche von $19,6 \text{ cm}^2$ umgerechnet, Zahlen, welche den Verhältnissen in der Zellentype D entsprechen, so erhält man den Elektrolytwiderstand einer frischen Zelle D zu rund $0,02 \text{ Ohm}$. Der Widerstand des Kohlenstifts $6 \times 55 \text{ mm}$ beträgt $0,09 \text{ Ohm}$. Drotschmann fand für die mit Elektrolyt getränkte und gepreßte Depolarisationsmasse der Elektrode in der Zellentype D einen Widerstand von $0,08 \text{ Ohm}^1$). Hieraus ergibt sich:

Widerstand Elektrolyt	$0,02 \text{ Ohm}$
Widerstand Depolarisationsmasse	$0,08 \text{ Ohm}$
Widerstand Kohlenstift	<u>$0,09 \text{ Ohm}$</u>

Zusammen: $0,19 \text{ Ohm}$

während der $w_{i \text{ Komp.}}$ der frischen, unbelasteten Zelle D vom Verfasser zu $0,225 \text{ Ohm}$ bestimmt worden war.

Der Eigenwiderstand des Zinks und der Übergangswiderstand Kohlenstift-Klemme sind hiergegen größenordnungsmäßig zu vernachlässigen. Daraus ergibt sich ein Wert von $0,035 \text{ Ohm}$.

Weitere Messungen über die Widerstandsverhältnisse im Inneren von Elementen nahm Coleman [12] vor. Er verwendete Hilfselektroden entsprechend dem Schema der Abb. 7a. Die erhaltenen Werte sind in Tabelle 1 wiedergegeben.

Tabelle 1. Potentialmessungen nach Coleman

Zellen $32 \times 87 \text{ mm}$, Puppengröße²⁾ $27 \times 69 \text{ mm}$, 8-mm-Stift

	frisch	nach 1,8 Ah.
Offenspannung zwischen den Hilfselektroden	$1,53 \text{ V}$	$1,48 \text{ V}$
Arbeitsspannung bei $0,500 \text{ A}$ zwischen den Hilfselektroden	$1,48 \text{ V}$	$1,07 \text{ V}$
	$\Delta e_1 - 0,05 \text{ V}$	$\Delta e_3 - 0,41 \text{ V}$
Offenspannung zwischen den beiden Zink- elektroden	$-0,05 \text{ V}$	$+0,06 \text{ V}$
Arbeitsspannung bei $0,500 \text{ A}$ zwischen den beiden Zinkelektroden	$+0,06 \text{ V}$	$+0,16 \text{ V}$
	$\Delta e_2 + 0,11 \text{ V}$	$\Delta e_4 + 0,10 \text{ V}$
Arbeitsspannung zwischen den beiden Hauptelektroden	$1,42 \text{ V}$	$0,91 \text{ V}$
	$\Delta e_5 - 0,51 \text{ V}$	

¹⁾ $0,08 \text{ Ohm}$ als Widerstand der Depolarisationsmasse einer Zelle Type D entspricht einem spezifischen Widerstand der feuchten, gepreßten Masse von $2,3 \text{ Ohm-cm}$ (Drotschmann). Coleman [12] fand für eine andere Zusammensetzung der Depolarisationsmasse den spezifischen Widerstand der frischen Masse zu $3,33 \text{ Ohm}$. (Messung zwischen zwei in definierter Position in der Masse steckenden Kohlestiften mittels einer Wechselstrom-Meßbrücke.)

Der Massewiderstand ist außer von der Mischungszusammensetzung und der Elektrolytkonzentration in den Poren der Masse abhängig von der Elastizität der Depolarisationsmasse, von dem Preßdruck, welchem die Masse ausgesetzt war, und von dem Druck, unter welchem die Masse im Augenblick der Messung durch mechanische Hilfsmittel, z. B. durch die Wicklung, gehalten wird.

²⁾ Unter „Puppe“ versteht man die aus der Depolarisationsmischung gepreßte Depolarisations-elektrode.

Δe_2 : ist verursacht durch den Ohmschen Widerstand des Elektrolyten allein. Dieser Wert sagt aus, daß bei einer frischen Zelle dieses Typs der Elektrolytwiderstand etwa doppelt so groß ist wie der Widerstand der Puppenmasse, der sich aus Δe_1 errechnet.

Δe_3 und Δe_4 : Nach einer Kapazitätsabgabe von 1,8 Ah ist der Widerstand (bzw. der durch die Polarisation verursachte Widerstand) der Puppenmasse etwa viermal größer als der Elektrolytwiderstand zu diesem Zeitpunkt.

Δe_5 : Die Spannungsdifferenz zwischen den beiden Hauptelektroden sinkt im Verlauf der Entladung (1,8 Ah) um 0,51 Volt; dieser Spannungsverlust verteilt sich auf die Depolarisationsmasse mit 0,41 V (Δe_3) und auf den Elektrolyten mit 0,10 V (Δe_4).

Messungen der Potentialdifferenz zwischen dem Zinkbecher und der Zinkhilfselektrode während der Entladung mit 0,100 und 0,500 A Belastung ergaben die in Abb. 7b dargestellten Kurven, die in grundsätzlicher Übereinstimmung zu den von Drucker und Müller [13] gefundenen Werten stehen und aus denen Coleman folgert: „Bei 0,100 A Entladestromstärke bleibt zunächst die Spannungsdifferenz: Zink/Zinkhilfselektrode — nachdem in den ersten Sekunden nach Stromschluß die Schutzschicht auf der Zinkoberfläche zerstört worden ist — bis zu etwa 2,5 Ah gleich Null. Die sodann auftretende Spannungsdifferenz zwischen den beiden Elektroden sei auf eine Polarisation der Zinkoberfläche zurückzuführen.“

Wahrscheinlicher als diese Erklärung von Coleman für die auch bei erschöpfender Entladung verhältnismäßig geringfügige Änderung des Zinkpotentials ist die Deutung dieses Versuchsergebnisses in dem Sinne, daß sich

1. durch die Anreicherung des Anolyten an Zinkionen das Zinkpotential entsprechend der Nernstschen Theorie ändert, während der um die Colemansche Hilfselektrode befindliche Elektrolyt und damit das Potential der Zinkhilfselektrode unverändert bleibt, und daß sich
2. ein Diffusionspotential zwischen dem Zn^{++} -reichen Anolyten und dem an Zn^{++} unveränderten Hilfselektrolyten einstellt.

Den Einfluß verschiedener Elektrolytzusammensetzungen auf die elektrische Leitfähigkeit der Elektrolyte und auf den inneren Widerstand und die Leistung galvanischer Elemente prüfte der Verfasser [14], dessen Meßergebnisse in der Tabelle 2 zusammengestellt sind. Beachtenswert ist darin die große Abhängigkeit des Leitvermögens von dem Gehalt an NH_4Cl . Setzt man zu einer 21,8 %-igen Ammonchloridlösung steigende Mengen an Zinkchlorid, so erhöht sich zunächst die Leitfähigkeit des Elektrolyten, fällt aber bei weiteren ZnCl_2 -Zusätzen trotz steigender Gesamtsalzkonzentration wieder ab. ZnCl_2 vermag bezüglich der Elektrolytleitfähigkeit NH_4Cl nicht zu ersetzen (vgl. Versuche Nr. 1 und 5 sowie Nr. 7, 5, 1 und 3, 10). Die Versuche Nr. 1, 5, 7 sowie 12, 13, 14 zeigen bei gleicher Gesamtsalzkonzentration den direkten Einfluß des NH_4Cl -Gehaltes auf die elektrische Leitfähigkeit.

Ein Teil des Ammoniumchlorids läßt sich mit gutem Erfolg durch Calciumchlorid ersetzen (Versuche Nr. 5, 15, 12, 18, 17).

Die Salzlösungen wurden mit den üblichen Zusätzen von HgCl_2 und Weizenmehl unter peinlicher Beobachtung möglichst gleicher Herstellungsbedingungen in Zellen Type D verarbeitet. Die daraus hergestellten Batterien BD 4,5 ergaben bei Dauerentladungen mit jeweils 15 Ohm Belastung und bei Widerstandsmessungen mit der Wechselstrom-Meßbrücke folgende Resultate:

1. Der innere Widerstand der Batterien in frischem und ungebrauchtem Zustand zeigte sich weitgehend unabhängig von dem Leitvermögen des verwendeten Elektrolyten (innerhalb der Grenzen λ 0,274 bis 0,450; bzw. es wird ein solcher Einfluß von anderen Faktoren im Aufbau des Elementes überdeckt).

Tabelle 2. Spez. Leitvermögen von Elektrolytlösungen verschiedener Zusammensetzung

Auf je 1000 g Wasser wurden zugesetzt in Gramm:

Versuchs-Nr.	NH_4Cl	+ ZnCl_2	+ CaCl_2	Gesamt-salzmenge in Gramm auf je 1000 g Wasser	Ohm ⁻¹ · cm ⁻¹ Spez. Leitvermögen bei 20° C
1	325	—	—	325	0,476
2	250	—	—	250	0,392
3	250	25	—	275	0,396
4	250	50	—	300	0,388
5	250	75	—	325	0,363
6	250	90	—	340	0,367
7	—	325	—	325	0,099
8	50	75	—	125	0,146
9	100	75	—	175	0,205
10	200	75	—	275	0,316
5	250	75	—	325	0,363
11	300	75	—	375	0,421
1	325	—	—	325	0,476
5	250	75	—	325	0,363
12	200	125	—	325	0,320
13	100	225	—	325	0,233
14	50	275	—	325	0,186
7	—	325	—	325	0,099
15	250	25	50	325	0,450
16	250	50	25	325	0,412
17	100	75	150	325	0,274
18	200	75	50	325	0,342

2. Die Brenndauer der Batterien war von dem Leitvermögen des Elektrolyten innerhalb der angegebenen Grenzen und ebenso von dem Anfangswiderstand der Zellen (zwischen w_i 0,18 bis 0,21 Ohm) unabhängig. Die Brenndauer bis zu 50 % der Nennspannung wächst jedoch mit steigendem Ammoniumchloridgehalt des Elektrolyten.

Schon aus diesen Versuchen läßt sich ableiten, daß Anolyt und Katolyt neben der Aufgabe, den Ladungsaustausch zwischen den Elektroden zu vermitteln, im Leclanché-Element direkt an den stromliefernden Reaktionen teilnehmen. Nach den frühen Arbeiten des Verfassers (1928) wurden neuerdings von Coleman [12] lt. Tabelle³⁾ und von Cahoon [15] lt. Abb. 8 Leitfähigkeitsangaben gemacht, die aus Gründen der Vollständigkeit hier wiedergegeben werden, obwohl Neues damit nicht festgestellt wurde.

³⁾ Coleman, J. J. (Dry-Cell-Dynamics, Trans. Am. Electrochem. Soc. 1946, Preprint. 90—33

% NH_4Cl	% ZnCl_2	% H_2O	($\text{Ohm}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}/21^\circ \text{C}$) spez. Leitvermögen
26	0	74	0,2611
26	11	63	0,2617

Drotschmann [3] stellte fest, daß mit Ammoniak behandelte Depolarisationsmischungen die Batterie-Entladekurve verlängern. Besonders gegen das Ende der Entladung zu, d. h. zu einer Zeit, wenn sich normalerweise eine Verstopfung der Poren der Depolarisationselektrode durch ausfallende Doppelsalze bemerkbar macht, wird eine Verlängerung der Entladekurve durch viel NH_3 (bzw. NH_4) in der Puppe beobachtet.

Daher muß eine Erhöhung des der Depolarisationsmischung zugesetzten festen NH_4Cl eine Brenndauerverlängerung der Batterien erwarten lassen. Bestätigung findet dies bei einem Vergleich von Mischungen ganz ohne NH_4Cl und solchen mit NH_4Cl -Zusätzen. Der Gehalt der Puppe an festem Ammoniumchlorid darf eine bestimmte Höhe nicht überschreiten, weil durch einen zu großen NH_4Cl -Zusatz notwendigerweise der Gehalt der Mischung an depolarisierender Substanz (Braunstein) abnehmen muß.

Außerdem tritt dann am Beginn der Entladung eine Überfeuchtung der Puppe ein. Die Veränderungen, denen der Elektrolyt während der Entladung des Elementes unterworfen ist, haben großen Einfluß auf die Nutzleistung der Batterien. Verfasser berichtet [3] über Dauerentladungen von Anodenbatterien mit D-Zellen (deutsche Normen) mit einer äußeren elektrischen Belastung von 100 Ohm/Volt, bei denen er außer den Spannungen auch die w_i -Kurven mittels der Kompensationsmethode aufnahm. Die Tabelle 3 bringt die hierfür verwendeten

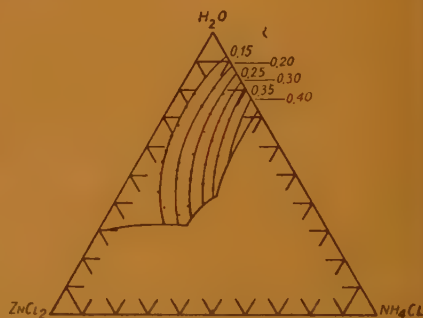


Abb. 8

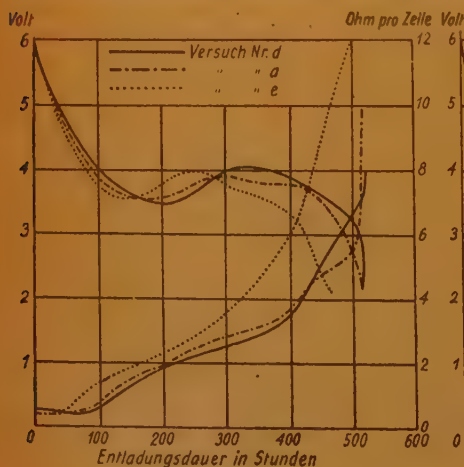


Abb. 9

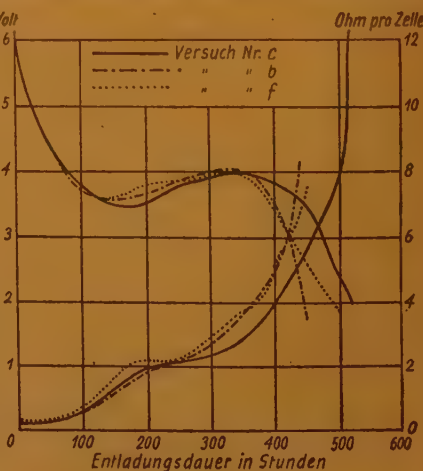


Abb. 10

Elektrolyt-Zusammensetzungen und Daten. Die Kurven der Abb. 9 und 10 geben die erhaltenen Meßergebnisse wieder. Sie lassen erkennen, daß dem höchsten verwendeten NH_4Cl -Gehalt des Elektrolyten (Kurven c und d) die längste Entladung und der niedrigste innere Widerstand der Elemente zukommt. Es machte keinen Unterschied, ob 25 g oder 75 g Zinkchlorid auf 1000 g Wasser dem Elektrolyten zugesetzt waren. Beide Kurven stimmten fast überein.

Tabelle 3. Zusammensetzung und Daten der Elektrolyte bei den für die Versuche in Abb. 9 und 10 wiedergegebenen Entladungen

Alle Werte in Gramm

	a	b	c	d	e	f
H_2O	1000	1000	1000	1000	1000	1000
NH_4Cl	250	250	300	300	200	200
ZnCl_2	75	75	25	75	125	75
CaCl_2	—	75	—	—	—	50
HgCl_2	4	4	4	4	4	4
Gesamtsalzmenge in g je 1000 g Wasser	329	404	329	379	329	329
Spez. Leitvermögen ...	0,868			0,421	0,321	0,342
Mehlzusatz in g auf je 240 ml der Salzlösung	66	62	66	64	66	66

In allen Fällen läßt sich das — bereits in früheren Versuchen beobachtete — Nachlassen in der Länge der Kurven bzw. ein Anwachsen des inneren Widerstandes bei geringem NH_4Cl -Gehalt erkennen (w_i ist für die Kurve e höher als bei a, diese höher als d; für Kurve f höher als b, diese höher als c). Der Verlauf der Widerstandskurven steht hier in direkter Abhängigkeit von dem Elektrolyt-leitvermögen.

Die Konzentration steigernde Zusätze von Calciumchlorid wirken sich in konzentrierten Lösungen am Ende der Entladung ungünstig aus, haben aber in niedrigprozentigen Elektrolyten einen qualitätsverbessernden Einfluß (b ist nicht so gut wie a). Hohe Zinkchlorid-Gehalte erhöhen während der ganzen Entladungsdauer den inneren Widerstand der Zellen (s. besonders Versuch e). Bei schnellen Entladungen treten in der Widerstandskurve gelegentlich Unstetigkeiten auf (s. Abb. 11), die in der Spannungs- bzw. Stromstärkekurve kein Analogon finden und dann auf Vorgänge im Elektrolyten zurückzuführen sind. Der in den ersten Sekunden nach Stromschluß zu beobachtende Abfall

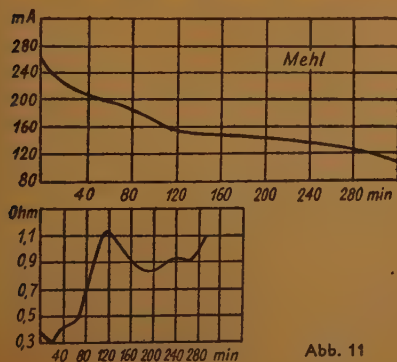


Abb. 11

der w_i -Kurve in Abb. 11 ist auf die Zerstörung der Deckschicht auf der Zinkoberfläche zurückzuführen. Das nach etwa 120 Minuten Entladedauer bei diesem Versuch aufgetretene w_i -Maximum muß elektrolytbedingt sein, da eine plötzliche Erhöhung der Depolarisierfähigkeit der Puppe sich auch auf die Stromstärke-Kurve ausgewirkt hätte. Polarisationserscheinungen an der Zinkelektrode aber bei den hier vorgelegenen Stromdichten erfahrungsgemäß ausgeschlossen sind.

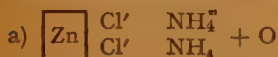
Über die Veränderungen, die der Elektrolyt im Laufe der Entladung erleidet, ist vielfach gearbeitet worden [16] [17] [18] [19], da die hierbei entstehenden unlöslichen Abscheidungen den inneren Widerstand der Zelle erhöhen und deren Leistungsfähigkeit herabsetzen.

Durch die anodische Auflösung des Zinks reichert sich zunächst der Anolyt, später auch der Katolyt mit Zn-haltigen Komplexen und basischen Zinksalzen an, die in der wäßrigen Lösung verhältnismäßig schwer löslich sind und wahrscheinlich nach den folgenden Gleichungen entstehen:



Die Reaktion 1 tritt ein sowohl beim Lagern unbelasteter Elemente wie auch im ersten Teil einer elektrischen Entladung der Zelle, solange die Konzentration des Elektrolyten an NH_4Cl noch groß ist, die des freien Ammoniaks aber bereits einen gewissen Schwellenwert überschritten hat. Bei kurzen, scharfen Entladungen bildet sich auch $\text{ZnCl}_2 \cdot 4 \text{ NH}_3$. Erst bei fortgeschrittener Entladung, wenn der NH_4Cl -Gehalt des Elektrolyten kleiner als 15 %, die Zn^{++} -Konzentration aber groß geworden ist, tritt Reaktion 2 auf. Das Endprodukt ist dabei nicht stöchiometrisch genau Zn(OH)Cl — wie Reaktion 2 aussagt —, sondern es bilden sich basische Zinksalze wechselnder Zusammensetzung, deren Cl-Gehalt um so kleiner und deren OH-Gehalt um so größer wird, je weiter die Entladung fortschreitet, d. h. je ärmer der Elektrolyt an NH_4Cl und je reicher er an Zn^{++} wird.

McMurdie formulierte die Zusammensetzung des Endproduktes: $\text{ZnCl}_2 \cdot 4 \text{ Zn(OH)}_2$, und Cahoon gab an, daß auf Grund seiner Analysen dieses Salz $x \text{ H}_2\text{O}$ binde, daß es also mit $\text{ZnCl}_2 \cdot 4 \text{ Zn(OH)}_2 \cdot x \text{ H}_2\text{O}$ zu bezeichnen sei. Drotschmann stellte folgendes Schema über den Gesamtverlauf der Entladung auf:



Dieses Schema läßt sich beliebig verlängern, wobei deutlich wird, daß mit steigender Kapazitätsentnahme aus der Zelle der Gehalt des Elektrolyten an sauerstoffhaltigen Verbindungen ansteigt. Es ist dabei gleichgültig, ob der Sauerstoff aus MnO_2 stammt oder ob er durch Luftsauerstoffdepolarisation in das System eingeführt wird. Stets ergibt eine Summierung des obigen Schemas die von Drotschmann (Arch. f. Metallkd., 1. c) gegebene Gl. (3).

(3) $x \cdot \text{Zn} + (x-2) \cdot \text{H}_2\text{O} + 2 \text{ NH}_4\text{Cl} + x \cdot \text{O} = (x-1) \cdot \text{Zn(OH)}_2 + \text{ZnCl}_2 + 2 \text{ NH}_3$
Über die Löslichkeitsverhältnisse im System: H_2O - NH_4Cl - ZnCl_2 berichtete McMurdie (1. c), dessen Angaben aber — wie Cahoon [15] feststellte — mit den Löslichkeitsmessungen von Meerburg [19] nicht übereinstimmen. Die früheren, von Meerburg gegebenen Zahlen fand Cahoon bestätigt.

Tabelle 4. Übersicht über die Konzentrationen, bei denen sich Niederschläge im Elektrolyten bilden, nach Farrington Daniels (1. c)

ZnCl ₂ in %	NH ₄ Cl in %	P _H d. Lsg.	NH ₃ -Gehalt i. 100 g Lsg. unmittelbar vor der Niederschlagsbildung
15	27,6	5,52	0,73
26	29	5,02	0,61
43	26	4,59	2,04

Cahoon (1. c) stellte fest, welche Mengen an NH_4OH zur Ausbildung eines Niederschlages bzw. zu dessen späterer Wiederauflösung im System $\text{H}_2\text{O}-\text{NH}_4\text{Cl}-\text{ZnCl}_2-(\text{NH}_3)$ nötig sind. Die durch den NH_3 -Zusatz erhaltene P_H -Kurve weist

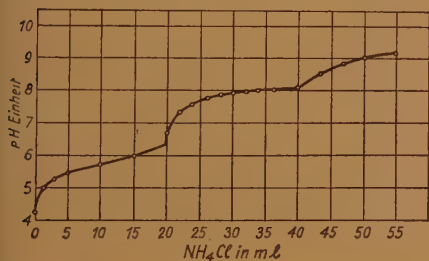
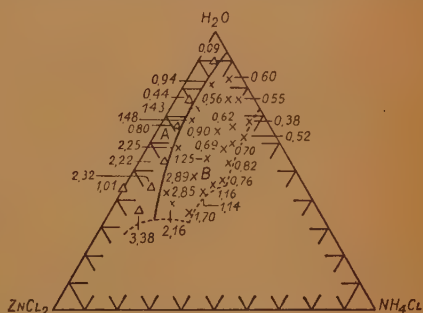


Abb. 12

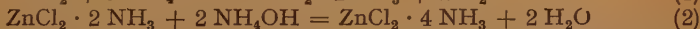
Rechts: Abb. 13



zwei Knickpunkte auf, welche annähernd der vollkommenen Umwandlung des gesamten ZnCl_2 in $\text{ZnCl}_2 \cdot 2 \text{NH}_3$ und in $\text{ZnCl}_2 \cdot 4 \text{NH}_3$ entsprechen. Die Bildungsgleichungen für diese Komplexe sind:



und



Weiterer Ammoniakzusatz ist erforderlich, um eine völlige Wiederauflösung des Niederschlages herbeizuführen.

Das Diagramm Abb. 13 gibt einen Überblick über die Phasen im System $\text{H}_2\text{O}-\text{NH}_4\text{Cl}-\text{ZnCl}_2-\text{NH}_3$ nach Cahoon (1. c).

Jedenfalls ergaben die Arbeiten von Cahoon in Übereinstimmung zu denen von Meerburg (für 20 bzw. 21° C), daß Lösungen bis zu 25 % ZnCl_2 mit 1 NH_4Cl im Gleichgewicht sind, Lösungen zwischen 25,0- bis 41,4 % ZnCl_2 mit: $\text{ZnCl}_2 \cdot 3 \text{NH}_4\text{Cl}$ und Lösungen über 41,4 % ZnCl_2 mit: $\text{ZnCl}_2 \cdot 1,88 \text{NH}_4\text{Cl}$.

Die praktische Erfahrung hat gelehrt, daß Elektrolyte mit Zinkchloridgehalten zwischen 25 und 41 % ZnCl_2 für batterietechnische Zwecke ungeeignet sind, weil sie die Kristallbildung ($\text{ZnCl}_2 \cdot 3 \text{NH}_4\text{Cl}$) begünstigen, die sich in wachsendem inneren Widerstand und später in der mechanischen Auflockerung der Depolarisationsmasse auswirkt.

Diese Gleichgewichtsverhältnisse erklären die wohlbekannte Erscheinung, daß bei schwachen (aussetzenden) Entladungen der Batterien die Puppen hart werden und nicht nach Ammoniak riechen, denn unter diesen Umständen scheidet sich das bei 21° verhältnismäßig schwer lösliche $\text{ZnCl}_2 \cdot 2 \text{NH}_3$ ab,

während bei starken elektrischen Belastungen der Batterien die Puppen weich werden und stark nach Ammoniak riechen.

Das bei 21° schwer lösliche $\text{ZnCl}_2 \cdot 2\text{NH}_3$ scheidet sich ab, solange der Elektrolyt noch mehr als etwa 10% NH_4Cl enthält. Sobald aber der NH_4Cl -Gehalt unter den kritischen Wert (10%, evtl. nur 7% NH_4Cl -Gehalt) gesunken ist, kommt es zur Bildung von: $\text{ZnCl}_2 \cdot 4\text{Zn}(\text{OH})_2$ (Cahoon).

Bei schwacher elektrischer Belastung bleibt der P_H -Wert der Depolarisationsmasse niedrig (kleiner als $P_H = 7$), die Abscheidungen finden innerhalb der Puppenmasse statt und kleben die Masseteilchen aneinander. Bei starker elektrischer Belastung wird der Gehalt an freiem NH_3 in der Puppenmasse hoch (bis $P_H = 10$), so daß sich das löslichere $\text{ZnCl}_2 \cdot 4\text{NH}_3$ bildet. Dadurch wird die Puppenmasse weich und bröcklig (Cahoon).

In der zitierten Arbeit finden sich noch Kurven, welche den Einfluß des w_i der Polarisation, der Zn^{++} -Konzentration, des Mischungs- P_H und des MnO_2 -Potentials auf die Arbeitsspannung bzw. den Spannungsabfall bei elektrischer Belastung der Zelle angeben, doch erscheinen die angewandten Meßmethoden z. T. nicht sicher genug, so daß hier auf eine Wiedergabe dieser Kurven verzichtet wird.

Tabelle 5. Die Phasen bei verschiedenen Elektrolytzusammensetzungen nach McMurdie und Mitarbeitern (1. c)

Nr.	NH_4Cl in %	ZnCl_2 in %	H_2O in %	ZnO	P_H	Phasen
1	22,7	9,1	68,2	0,0 g	4,44	flüssig
2	22,7	9,1	68,2	0,6 g	5,68	flüssig
3	22,7	9,1	68,2	0,8 g	5,7	flüssig + $\text{ZnCl}_2 \cdot 2\text{NH}_3$
4	22,7	9,1	68,2	3,0 g	5,7	flüssig + $\text{ZnCl}_2 \cdot 2\text{NH}_3$ + $4\text{Zn}(\text{OH})_2 \cdot \text{ZnCl}_2$
5	22,7	9,1	68,2	5,0 g	5,77	flüssig + $\text{ZnCl}_2 \cdot 2\text{NH}_3$ + $4\text{Zn}(\text{OH})_2 \cdot \text{ZnCl}_2$
6	22,7	9,1	68,2	7,5 g	5,88	flüssig + $\text{ZnCl}_2 \cdot 4\text{Zn}(\text{OH})_2$
7	22,7	9,1	68,2	10,0 g	5,97	flüssig + $\text{ZnCl}_2 \cdot 4\text{Zn}(\text{OH})_2$
(bei Vers. 1 bis 7 bezieht sich ZnO in Gramm auf je 40 ml der $\text{NH}_4\text{Cl-ZnCl}_2\text{-H}_2\text{O}$ -Lösung)						
8	0	19	76	5 %	flüssig	+ $\text{ZnCl}_2 \cdot 4\text{Zn}(\text{OH})_2$
9	0	57,0	38	5 %	flüssig	+ $\text{ZnCl}_2 \cdot 4\text{Zn}(\text{OH})_2$
10	19	47,5	28,5	5 %	flüssig	+ $\text{ZnCl}_2 \cdot 4\text{Zn}(\text{OH})_2$
11	19	28,5	47,5	5 %	flüssig	+ $\text{ZnCl}_2 \cdot 4\text{Zn}(\text{OH})_2$ + $\text{ZnCl}_2 \cdot 2\text{NH}_3$
12	9,5	0	85,5	5 %	flüssig	+ bas. Zinkoxyde
13	19	0	76,0	5 %	flüssig	+ bas. Zinkoxyde
14	19	9,5	66,5	5 %	flüssig	+ $\text{ZnCl}_2 \cdot 2\text{NH}_3$
15	38	0	57	5 %	flüssig	+ $\text{ZnCl}_2 \cdot 2\text{NH}_3$

Bemerkenswert ist u. a. in der Tabelle 5 der Verlauf des P_H -Wertes der Lösung bei steigendem ZnO -Gehalt (Versuch Nr. 1 bis 7), worauf später hier noch näher eingegangen werden soll.

Von Cahoon (1. c) stammt folgende Bestimmung der P_H -Werte im System $\text{H}_2\text{O-NH}_4\text{Cl-ZnCl}_2$ (Tabelle 6).

Tabelle 6. Gewichtsprozente

NH_4Cl	ZnCl_2	P_H
27,15	—	4,50
27,35	6,91	4,82
27,66	13,60	4,71
29,02	24,56	4,43
26,73	33,91	3,99
25,26	41,91	3,31
18,83	47,05	2,71
10,54	57,12	1,70
8,55	64,36	0,91

Nach einem Hinweis von Fušeya [20] sollen Zusätze von Schmieröl die Auskristallisation der Doppelsalze verzögern, ein Schutzkolloid-Effekt, der auch durch den Stärkegehalt der Trockenbatterie-Elektrolyte in gewissem Grade erzielt wird.

Einen Vergleich der analytischen Befunde von Kristallabscheidungen aus Batterie-Elektrolyten bringt die Tabelle 7.

Tabelle 7

Gehalt an	Nach Drotschmann (1. c. Archiv für Metallkunde)		Nach McMurdie (1. c.)	
	Art des Präparates			
	Kruste von der Puppen- oberfläche eines nassen Braunsteinelementes nach erschöpfender Entladung		Abscheidungen aus dem System $\text{H}_2\text{O}-\text{NH}_4\text{Cl}-\text{ZnCl}_2-\text{ZnO}$ im Reagensglas	
Zn	35,7%	53,0%	
Cl	35,5%	11,0%	
NH_3	14,2%	6,4%	
H_2O	8,8%	nicht direkt bestimmt	
flüchtige Bestand- teile bei 110° C	nicht bestimmt		23,8%	

McMurdie errechnete aus seinen Analysenbefunden die Formel: $\text{ZnCl}_2 \cdot 4 \text{Zn}(\text{OH})_2$, indem er die Differenz zu 100 (= 7,8%) und das bei 110° Flüchtige als Wasser annahm und voraussetzte, daß die Kristalle etwas NH_4Cl nur als Verunreinigung enthielten. Interessant sind die vom Verfasser gefundenen Werte für „Cl“, die infolge des Cl-Zustroms aus der Depolarisationsmasse heraus in den Außenelektrolyten wesentlich größer sind, als die von McMurdie, und die von Drotschmann wesentlich kleiner gefundenen Werte für Zn, die sich aus der Abwanderung eines großen Teiles der Zn-Ionen aus dem Außenelektrolyten in die Depolarisationsmasse hinein erklären.

Verfasser (1. c.) verfolgte den Verlauf der Veränderungen im Anolyten und im Katolyten von Luftsauerstoffzellen Type J (DIN 40850) während einer erschöpfenden Entladung mit 20 mA konstanter Stromstärke. Die Abb. 14 zeigt die von ihm gefundenen Verhältnisse für den Katolyten (der Gehalt der braunsteinfreien Depolarisationsmasse an NH_4^+ , NH_3 , Cl^- , Zn, H_2O), aus der zu folgern ist:

1. Bei der elektrischen Entladung von galvanischen Zellen wird zunächst in der Depolarisationsmasse, d. h. im Katolyten Wasser abgeschieden. War die

Depolarisationsmasse von vornherein wasserreich, so kann sie dadurch überfeuchtet werden und ihre Depolarisationsleistung wird dann sinken. Da bei fortschreitender Entladung Katolytwasser in Form von Zn(OH)_2 gebunden wird, entsteht unter der obigen Voraussetzung ein Minimum in der Spannungs-Zeitkurve im Zeitraum der Überfeuchtung der Depolarisationsmasse.

Die Entstehung solcher Minima wird verhindert

- A. indem man die Depolarisationsmasse nicht allzu feucht ansetzt,
- B. oder indem man der Depolarisationsmasse (bzw. dem Katolyten) von vornherein Zn^{++} (Ca^{++} , Mn^{++}) oder andere chemisch wasserbindende Salze zusetzt.

Die Überfeuchtung der Masse wird begünstigt durch die Anwesenheit eines großen Überschusses an Ammoniumsalz in der Zelle.

2. Die allmähliche Verkrustung der Depolarisationselektrode im Verlauf der Entladung ist eine Folge der Abscheidung basischer Zinksalze in den Poren der Masse. Durch Verwendung eines großen Überschusses von Ammoniumsalzen kann diese Porenverstopfung verzögert werden. Dadurch tritt eine Verlängerung der Entladekurve, durchaus aber keine Erhöhung des Spannungsverlaufs am Beginn der Entladung ein.

3. Je weiter die Entladung fortschreitet, desto wasserärmer wird der Katolyt, und zwar ist die Wasserabnahme im Katolyten größer, als es der Bildung der gefundenen Menge an Zn(OH)_2 entspricht.

4. Der Verlauf der Kurve des nicht an Cl' gebundenen NH_4 zeigt an, daß der Endabfall der Spannungs-Zeitkurve nicht durch freies Ammonium hervorgerufen wird.

Der eigenartige Verlauf der Kurven von Cl' und Gesamt NH_4 muß im Zusammenhang mit den Verhältnissen im Anolyten besprochen werden. Einen Überblick hierüber geben die in Tabelle 8 zusammengestellten Analysen des Außenelektrolyten während der Entladung nach 0,0 Ah (d. i. Außenelektrolyt des ungebrauchten Elementes), nach 3,5 Ah und nach erschöpfender Entladung von 7,25 Ah.

Tabelle 8. Außenelektrolytmenge je Zelle = 10,6 g (alle Werte in Gramm)

	Ah	H_2O	Zn	Cl	NH_4	OH	Quellstoff
Probe an der Zinkoberfläche entnommen	0,0	5,9	—	1,63	0,78	—	2,3 ⁴⁾
	3,5	6,0	2,56	3,6	0,75	—	2,3
	7,25	6,4	2,38	3,1	0,72	0,48 ⁵⁾	2,3
Probe von der Puppenoberfläche entnommen	0,0	5,9	—	1,63	0,78	—	2,3
	3,5	5,9	4,65	5,45	1,97	0,83	2,3
	7,25	7,4	7,65	5,5	1,82	2,33	2,3

⁴⁾ und ⁵⁾ Über die Berechnungsunterlagen, „Konstantsetzung der Quellstoffmenge“ und die „OH“-Werte, Diskussion der Solvation usw., vgl. die Originalarbeit.

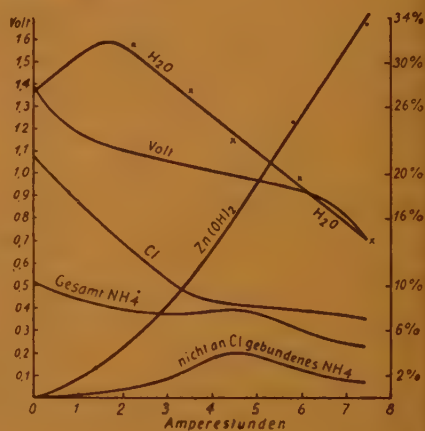


Abb. 14

Aus diesen Werten einerseits und den Analysenbefunden der Flüssigkeit in den Poren der Depolarisationsmasse andererseits läßt sich entnehmen:

5. Die bei schnellen Entladungen auftretende — scheinbare! — Verflüssigung des Anolyten ist nicht — wie bisher allgemein angenommen — auf eine übermäßig starke Wasseranreicherung im Anolyten zurückzuführen, sondern beruht im wesentlichen auf diastatischen Erscheinungen infolge der Anreicherung des Außenelektrolyten an ZnCl_2 . Die tatsächlich beobachtete geringe Wasserzunahme des Anolyten ist nicht auf elektroosmotische Vorgänge oder Solvationserscheinungen der Ionen⁶⁾ zurückzuführen, sondern sie beruht auf Diffusionserscheinungen zwischen Anolyt und Katolyt.

6. Die Kristallkrusten, die sich in der Zelle abscheiden, enthalten weniger Wasser, als es der Zusammensetzung $\text{Zn}(\text{OH})_2$ entspricht.

7. Bei Beginn der Entladung — im frischen Elektrolyten — ist der Anteil der Cl' Ionen am anionischen Stromtransport etwa 58%; dieser Anteil sinkt aber im Verlauf der Entladung auf weniger als 11%, so daß anfänglich etwa 42%, später mehr als 89% des anionischen Stromtransports durch OH' -Ionen bewirkt werden. Auch der Anteil an NH_4 -Ionen am kationischen Stromtransport ist gegen das Ende der Entladung zu außerordentlich gering.

In dem Entladungsbereich zwischen 0,0 bis 3,5 Ah waren folgende Veränderungen im Gesamt-Außenelektrolyten eingetreten: (Außenelektrolytmenge = 10,6 g)

Zunahme an Zink = 2,75 g Zn (durch Bildung von Zn^{++} aus der Zinkelektrode; weitere 1,50 g Zn sind in den Katolyten gewandert.

Zunahme an Chlorid = 2,7 g Cl (aus dem Katolyten stammend).

Zunahme an NH_4^+ = 0,64 g NH_4 (aus dem Katolyten stammend).

Die Erkenntnis der Tatsache, daß ein Überschuß von Ammoniumsalz die Verstopfung der Ionenwege hinausschiebt, hat zu Versuchen geführt, diesen Effekt noch wirksamer zu gestalten. So wird in USP 1 899 615 vorgeschlagen, durch mit HCl abgesättigte Aktivkohle (oder Kieselgel) eine Zinkoxyd lösende Reserve zu schaffen. Nach dem DRP 659 461 sollen Zusätze von aliphatischen Aminocarbonsäuren oder deren Salzen oder Phenolcarbonsäuren (oder deren Salzen) zum Elektrolyt die gleiche Wirkung haben. Praktische Versuche nach diesem Patent führten jedoch zu keinen befriedigenden Ergebnissen. Besser läßt sich schon nach Brit. P. 342 052 (1931) eine zusätzliche Menge festen Ammoniumchlorides in feinsten Vermahlung im Außenelektrolyten suspendieren.

Dafür wird z. B. auf 6 Gewichtsteile eines Elektrolyten bestehend aus: 1000 Wasser + 400 g NH_4Cl + 100 bis 150 g ZnCl_2 1 Gewichtsteil festes NH_4Cl eingebracht. Um gleichzeitig die Zinkoberfläche vor der direkten Berührung mit NH_4Cl -Kristallen zu schützen, kann man nach dem It. P. 385 506 (1941) die Innenseite des Zinkbechers mit Kartonstreifen auskleiden oder mit einem Filtrierpapierstreifen (nach F. P. 846 179), welcher auf der der Elektrode zugekehrten Seite mit Mehl oder Stärke bestrichen ist.

Neben der Aufgabe des Elektrolyten, den Ladungsaustausch zwischen den Elektroden zu vermitteln, nehmen in Elementen des Leclanché-Typs Katolyt

⁶⁾ Während des „Füllvorganges“ der Zellen waren erhebliche Mengen an Wasser und Ammoniumchlorid zwischen Anolyt und Katholyt diffundiert. Die quantitativen Angaben finden sich in der Originalarbeit.

und Anolyt direkt an den stromliefernden Reaktionen teil. Kächele [22] hatte nasse Braunsteinelemente mit 5-n-Lösungen von

NH_4Cl ; $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$; $(\text{NH}_4)_2\text{S}_2\text{O}_3$ und NaOH
sowie von

NH_4Cl ; MgCl_2 und NaCl

angesetzt. Die vollkommen gleichartig und unter Vermeidung zusätzlicher Luft-sauerstoffeinwirkung gebauten Elemente ergaben bei

NaOH -, $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ - und $(\text{NH}_4)_2\text{S}_2\text{O}_3$ -Elektrolyt

einen fast momentanen Zusammenbruch der Spannungs-Zeitkurve bei elektrischer Belastung der Zelle, wohingegen die

NaCl -, MgCl_2 - und NH_4Cl -Elektrolyte

einen normalen Verlauf der Entladungskurven zeigten. Allerdings lag die MgCl_2 -Kurve tiefer, als die des NH_4Cl , die NaCl -Kurve war von diesen drei Versuchen die am wenigsten gute.

Bei der Braunsteindepolarisation ist demnach die Anwesenheit von Cl' zur Arbeitsleistung notwendig, im Gegensatz zur Luftsauerstoffdepolarisation, bei welcher Sulfat- oder NaOH -Elektrolyte auch bei Abwesenheit von Cl' eine gute Arbeitsleistung der Elemente ermöglichen. Auch das grundsätzlich gleiche, quantitativ aber unterschiedliche Verhalten von Chloridlösungen mit NH_4^+ - Mg^{++} oder Na^+ -Kationen im Braunsteinelement weist auf die Teilnahme der Elektrolytbestandteile an den stromliefernden Reaktionen hin.

Die Umsetzungen, welche zwischen dem Depolarisator und dem Katolyten auftreten, sind sehr verwickelt, und werden besonders behandelt. Auch die Vorgänge an der Oberfläche der Lösungselektrode (Zink im Element des Leclanché-Typs) sind durchaus nicht so einfach, wie früher oft angenommen wurde.

Wenn eine Ammoniumchloridlösung eine metallische Zinkfläche benetzt, tritt folgende Umsetzung ein:



Diese Reaktion verläuft auch im Ruhezustand des Elementes, bei gutem, korrosionsbeständigem und amalgamiertem Zink allerdings nur langsam, weil sich ein den Reaktionsablauf bremsendes Gleichgewicht in dem System einstellt, sofern das Entweichen von NH_3 und H_2 in Gasform verhindert wird. Die Auflösungs geschwindigkeit des Metalles läßt sich aber — fast beliebig — erhöhen, wenn die NH_4 -Ionen in einer solchen (räumlichen) Entfernung vom Zink entladen werden, daß der entstehende Wasserstoff die Auflösung des Zinks nicht verzögern kann. Dies tritt ein, sobald das Element über einen äußeren Widerstand geschlossen wird. In einem richtig aufgebauten, unbelastet ruhenden Element normaler, d. h. gegen die Atmosphäre zu abgedichteter Bauart erleidet jedoch die Reaktion infolge der an der Zinkoberfläche sich bildenden Doppelschicht eine starke Verzögerung. Drotschmann wies nach, daß in Braunsteinelementen neben der Umsetzung nach Gl. (1) eine zusätzliche, ohne Gasentwicklung verlaufende Zinkauflösung, bewirkt durch hochwertige elektrolytlösliche Ionen des Braunsteins, auftritt, deren Anteil an der Gesamtauflösung des Zinks größer sein kann, als der nach Gl. (1) in Lösung gehende Anteil Zink.

Der Elektrolyt wirkt also — je nach den Umständen — leistungssteigernd und lebensdauermindernd durch seine direkte Teilnahme an den Elementreaktionen.

Es ist nach dem bisher Gesagten offenbar, daß es je nach den Erwartungen, die an ein galvanisches Element gestellt werden, optimale Zusammensetzungen von Elektrolytlösungen gibt, die verschiedene Forderungen zu erfüllen haben. Dazu gehören:

1. Ein ausreichendes elektrisches Leitvermögen der Lösung.
2. Maßnahmen, die eine vorzeitige Verstopfung der Ionenwege hintanhalten, sofern hohe Kapazitäten erwünscht sind (z. B. Erhöhung des NH_4 -Gehaltes und Herabsetzung des Zn -Gehaltes der frischen Lösung).
3. Reaktionsfähigkeit eines wesentlichen Elektrolytbestandteils mit dem Depolarisator. Die erzielte Reaktionsgeschwindigkeit muß groß genug sein, um bei den vorkommenden Stromdichten die Polarisation niedrig zu halten, andererseits darf die Wirkung des Elektrolyten auf den Depolarisator nicht so groß sein, daß die Lebensdauer der Zelle beim Lagern unzulässig gekürzt wird (wie z. B. bei Verwendung hochaktiver synthetischer Braunelemente zusammen mit Luftsauerstoffzutritt und hohem NH_4Cl -Gehalt des Elektrolyten).
4. Die Einwirkung des Elektrolyten auf das metallische Zink muß genügend schnell erfolgen, um bei den in Frage kommenden Stromdichten eine Polarisation der Lösungselektrode zu verhindern, soll aber im Ruhezustand des Elementes möglichst gering sein.
5. Für Spezialzwecke werden gelegentlich Elektrolyte von bestimmter Kälte- oder Wärmefestigkeit und noch anderen besonderen Eigenschaften verlangt.

Auf Grund dieser Einflüsse des Elektrolyten auf die Eigenschaften der Elemente haben sich in der Praxis der Batteriefabrikation drei große Gruppen von Elektrolyttypen herausgebildet, nämlich auf der Grundlage von

A. Ammoniumchlorid (Salmiak) mit Zusätzen von ZnCl_2 , CaCl_2 , gelegentlich auch MnCl_2 , MgCl_2 und LiCl . Verwendung für Braunelement- und für Luftsauerstoff-Trockenelemente. Ammoniumchlorid bringt die Depolarisationskraft des MnO_2 gut zur Wirkung; große Mengen an Ammoniumsalz erhöhen — aus den obengenannten Gründen — die Kapazität. Hohe ZnCl_2 -Zusätze im Katalyten säuern die Lösung und erhöhen dadurch die Depolarisationsgeschwindigkeit; verringern aber die Gesamtkapazität. LiCl erhöht die Kältefestigkeit. Die Einwirkung von Ammoniumsalzen auf das metallische Zink ist verhältnismäßig stark.

B. Magnesiumchlorid mit Zusätzen von ZnCl_2 , MnCl_2 und gelegentlich auch Erdalkalichloriden. Verwendung für Braunelemente. Die Depolarisationskraft des MnO_2 ist in MgCl_2 -Lösungen ganz erheblich geringer, als in NH_4Cl -Lösungen. Der Angriff dieses Elektrolyten auf das metallische Zink ist wesentlich kleiner, als bei den Elektrolyten des Typs „A“, infolge der Ausbildung korrosionshemmender Deckschichten. Die Kältebeständigkeit ist erheblich besser, als die von normalen (LiCl -freien) Salmiaklösungen.

C. Alkalilaugen. Sie wirken hemmend auf die Braunelementdepolarisation. Ihr Angriff auf das metallische Zink ist so gering, daß gelegentlich Polarisationerscheinungen der Zinkelektrode beobachtet werden. Verwendung ausschließlich für nasse Luftsauerstoffelemente.

Ein teilweiser Ersatz des Ammoniumchlorides in Batterieelektrolyten durch verschiedene Aminchlorhydrate (z. B. Methylaminchlorhydrat) ist bekannt. Es wurde im Kapitel Depolarisation bereits auf den Einfluß des NH_4Cl auf die Löslichkeit des MnO_2 , die intermediäre Bildung von MnCl_4 und die depolari-

sierende Wirkung des zerfallenden Tetrachlorides hingewiesen; ebenso darauf, daß Kunstbraunsteine in Salmiakelementen wegen ihrer großen benetzbaren Oberfläche und ihres Hydratationsgrades mit Ammoniumchlorid u. U. unerwünscht schnell und heftig reagieren. Heil [22] glaubte durch die Verwendung bestimmter Zinkamine im Elektrolyten diese Reaktion abbremsen zu können. Ein hoher Gehalt an ZnCl_2 im Katolyten verringert zwar — wie aus dem oben Gesagten hervorgeht — die Gesamtkapazität der Zelle, weil größere Mengen an Zn^{++} im System die Verstopfung der Ionenwege beschleunigen, wirkt sich aber auf die anfängliche Depolarisationsgeschwindigkeit in der Puppe günstig aus, verbessert also den ersten Teil der Spannungs-Zeitkurve infolge seiner säurenden Wirkung auf den Katolyten gemäß der Umsetzung:



Über gewisse Vorteile, welche ein (kleiner) Gehalt an CaCl_2 im Salmiakelktrolyten für das Verhalten der Zelle hat, wurde bereits oben hingewiesen. Abgesehen davon, daß CaCl_2 die Verquellung der stärkehaltigen Verdickungsmittel ebenso begünstigt, wie ZnCl_2 und in gleicher Weise die Kriechneigung der Ammoniumsalze verringert, ist das während der Entladung entstehende Ca(OH)_2 eine starke Base und wirkt abbauend auf die entstandenen ammoniumhaltigen Zinkkomplexsalze. Das dadurch freiwerdende Ammoniak verbessert die wi-Kurve der Zelle in den späteren Phasen der Entladung. Auch bildet CaCl_2 in Gegenwart reichlicher Mengen von NH_3 — also im ersten Stadium der Entladung — ammoniakhaltige Doppelsalze und hält die so gebundenen NH_3 -Mengen für die Zeit des Ammoniakmangels, also für das Ende der Entladung in Reserve.

(Fortsetzung folgt.)

Literatur

- [1] C. Drotschmann: Über den inneren Widerstand galvanischer Elemente, *Helios* (1930), S. 78 ff.
- [2] A. R. Gray: *Electronics*, Nov. 1936.
- [3] C. Drotschmann: Der Einfluß des Salmiaks auf die Entladungsvorgänge im Element, *Helios* (1928), S. 396 ff.
- [4] I. Krönert: *Meßbrücken*, Bd. 1 S. 206, R. Oldenburg, Berlin (1935).
- [5] W. Hübner: *ETZ* **61** (1940), S. 149 ff.
- [6] Wien-Harms: *Handbuch der Experimentalphysik*, **12** (1932), 1, 21.
- [7] Fr. Müller und H. Reuther: *Z. El. Chemie* **47** (1941), S. 177/185.
- [8] Jelinek: *Helios* (1931), S. 36 ff.
- [9] C. Drotschmann: *Helios* (1931), S. 154 ff.
- [10] Lange und Falk: *Z. f. Naturforschung* **1** (1947), S. 338 ff.
- [11] W. G. Burgers: Die Bedeutung des Kontaktpotentialsprungs Metall-Metall für die EMK galvanischer Elemente. *Chem. Weekbl. Delft* **39** (1942), S. 198/205 und 215/220.
- [12] J. J. Coleman: *Dry Cell Dynamics*. *Trans. Am. Electrochem. Soc.* 1946, Preprint 90—38.
- [13] C. Drotschmann: *Trockenbatterien*, Leipzig (1945), S. 11/12.
- [14] C. Drotschmann: Versuche zur Herstellung geeigneter Elektrolyte, *Helios* (1928), S. 341 ff.
- [15] N. C. Cahoon: *Elektrochem. Soc.* 1947, Preprint 92—17.
- [16] Daniels Farringdon, *Trans. Am. Elektrochem. Soc.* **53** (1928), 45.
- [17] Mc. Murdie, Craig, Vinal: *Trans. Am. Electrochem. Soc.* (1946). Preprint 90—31.
- [18] Mc. Murdie, Craig, Vinal: *Trans. Electrochem. Soc.* 90 (1946), 509 ff.
- [19] Meerburg: *Z. f. anorg. Chem.* **37** (1903), S. 206.
- [20] G. Fuseya, J. Saito, K. Simazaki: *J. Soc. Chem. Ind. Jap. Suppl.* **42**, 100 B.
- [21] R. Kächele, J. Hilczler, T. Adorjan: *Batterien* **6**, Nr. 1 u. 2.
- [22] A. Heil: *Elektrotechn. Anz.* **55**, Nr. 42.

Die Fresnelsche Reflexionsformel im Bereich langer Wellen

Geht man von den Maxwellschen Gleichungen für Isolatoren

$$\frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \text{rot } \mathfrak{H} \quad \text{div } \mathfrak{E} = 0$$

$$-\frac{\mu}{c} \cdot \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = \text{rot } \mathfrak{E} \quad \text{div } \mathfrak{H} = 0$$

aus, und bezeichnet mit α_2 bzw. γ_2 die Winkel, die die positive Richtung der Wellennormalen mit der X- und Z-Achse bildet, so erhalten die Komponenten von \mathfrak{E} und \mathfrak{H} die Form [1]:

$$\mathfrak{E}_x^d = \cos \gamma_2 f_p^d \quad \mathfrak{H}_x^d = -\cos \gamma_2 \sqrt{\varepsilon_2} f_s^d$$

$$\mathfrak{E}_y^d = f_s^d \quad \mathfrak{H}_y^d = \sqrt{\varepsilon_2} f_p^d$$

$$\mathfrak{E}_z^d = -\cos \alpha_2 f_p^d \quad \mathfrak{H}_z^d = \cos \alpha_2 \sqrt{\varepsilon_2} f_s^d$$

Die allgemeine Funktion f^e setzt sich aus den Anteilen der durchgelassenen Wellen f^d und der reflektierten Wellen f^r zusammen. Folglich müssen auch die Argumente für f^r und f^d die gleichen sein. Ausgedrückt durch den Einfallswinkel φ_1 und den Brechungswinkel φ_2 erhält

man nach Einführung des Brechungsquotienten $n = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} = \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2}$ für f parallel bzw. senkrecht zur Einfallsebene

$$f_p^r = \frac{\text{tg}(\varphi_1 - \varphi_2)}{\text{tg}(\varphi_1 + \varphi_2)} \cdot f_p^e = \rho_{||} f_p^e$$

$$f_s^r = -\frac{\sin(\varphi_1 - \varphi_2)}{\sin(\varphi_1 + \varphi_2)} f_s^e = \rho_{\perp} f_s^e$$

$$f_p^d = \frac{2 \cos \varphi_1 \sin \varphi_2}{\sin(\varphi_1 + \varphi_2) \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} f_p^e = \sigma_{||} f_p^e$$

$$f_s^d = \frac{2 \cos \varphi_1 \sin \varphi_2}{\sin(\varphi_1 + \varphi_2)} f_s^e = \sigma_{\perp} f_s^e$$

Bei linear polarisierten elektrischen Wellen, also in erster Linie bei kurzen Wellen, die mittels eines Dipols abgestrahlt werden können, bildet die Trennung der Faktoren $\varphi_{||}$ und φ_{\perp} keine wesentlichen Schwierigkeiten, da man den Dipol nur in eine entsprechende Lage zur Einfallsebene auszurichten hat.

Bei nicht polarisierter Strahlung sind die Reflexionskoeffizienten

$$\rho_{||}^2 = \frac{(\overline{f_p^r})^2}{(\overline{f_p^e})^2} \quad \text{bzw.} \quad \rho_{\perp}^2 = \frac{(\overline{f_s^r})^2}{(\overline{f_s^e})^2}$$

Funktionen des Einfallswinkels und des Brechungsquotienten $n = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$. Da φ_2 eliminiert

werden kann, ist die Reflexion abhängig vom Einfallswinkel φ_1 ; sie ist für nicht polarisierte Strahlung:

$$\rho^2 = \frac{\rho_{||}^2 + \rho_{\perp}^2}{2}$$

Eine Bestätigung, daß das Verhältnis

$$\frac{\rho_{||}^2}{\rho_{\perp}^2} = \frac{\cos^2(\varphi_1 + \varphi_2)}{\cos^2(\varphi_1 - \varphi_2)}$$

für das in den Grenzfällen $\varphi_1 = 0$ und $\frac{\pi}{2}$ den Wert 1 annimmt, während sonst $\rho_{\perp}^2 > \rho_{||}^2$

konnte Pfannenbergs [2] bei der Reflexion elektrischer Wellen experimentell an Asphalt, für den der Brechungsquotient $n \sim 1,7$ ist, und Rückert [3] rechnerisch für Wasser, für das $n \sim 9$ ist, nachweisen.

Eine experimentelle Bestätigung ergibt sich aus Messungen, die der Verfasser vor mehreren Jahren zum Zwecke der relativen Feldverteilung unterhalb einer Antenne anstellte. Die Ergebnisse und Untersuchungsbedingungen sind inzwischen von Vilbig [4] mitgeteilt. Ein 30 m hoher selbstschwingender Aluminiummast war auf einem Floß über einem See so angeordnet, daß an einer unterhalb symmetrisch zum Mast angeordneten Erderplatte von 4 m² Größe die Feldverteilung bequem in den verschiedenen Tiefen vorgenommen werden konnte.

Die Meßergebnisse bei verschiedenen Frequenzen

Die Messung wurde mit Hilfe einer aperiodischen kleinen Spule und mit einem empfindlichen Thermoelement vorgenommen. Beide Teile befanden sich in einem wasserdicht abgeschlossenen Behälter, aus dem lediglich die verdrosselten Zuführungen zu dem Galvanometer herausführten. Ein Abtasten des Raumes zwischen der Wasseroberfläche und der Erderplatte sowie des unter dieser liegenden Raumes ergab folgendes Bild: In der horizontalen Richtung zeigte sich ein zum Plattenmittelpunkt symmetrischer Feldaufbau (Abb. 1), und zwar nimmt die Feldstärke zur Plattenkante hin zu, um dann wieder mit dem Quadrat der Entfernung abzunehmen. Dieses Ansteigen des Feldbetrages zum Plattenrande rührt von der Stromverdrängung her. Die Messungen bei drei verschiedenen Frequenzen lassen diesen Effekt deutlich hervortreten. In vertikaler Richtung hat die Feldstärke im allgemeinen die Neigung zur Erderplatte hin zuzunehmen. Unterhalb nimmt die Feldstärke wieder ab, und zwar ist die Eindringtiefe des Feldes um so geringer, je höher die Frequenz ist. Dieses Ergebnis steht in vollem Einklang mit den bekannten Beziehungen für die

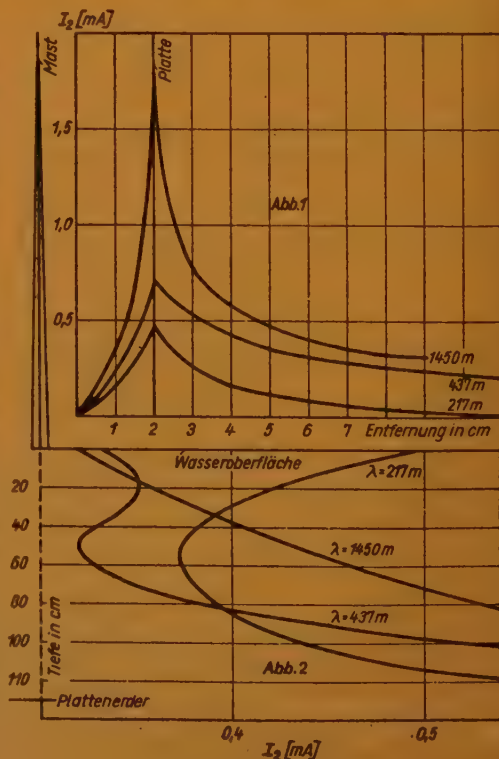


Abb. 1 und 2

Eindringtiefe bzw. Abnahme des Stromes infolge Stromverdrängung, die durch die 1. und 2. Maxwellsche Gleichung ermittelt werden können.

Bedeutet $\beta = \sqrt{\pi \cdot \nu \cdot \frac{1}{r} \cdot \mu}$ das reziproke Abklingmaß, so gilt für senkrecht einfallende

Wellen, also für den Querschnitt senkrecht zur Stromrichtung $\frac{\mathcal{E}_z}{\mathcal{E}} = e^{-\beta z}$ oder $\ln \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_z} = \beta \cdot z$.

Hierin bedeuten:

\mathcal{E} = die elektrische Feldstärke an der Oberfläche des Leiters

\mathcal{E}_z = die elektrische Feldstärke in der Tiefe z in m

ν = die Frequenz

\bar{r} = den spezifischen Widerstand in Ohm/cm²

$\mu = \mu_r \cdot \mu_0 =$ die Permeabilität mit $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-8}$ H/cm = $4 \cdot 10^{-9}$ H/cm

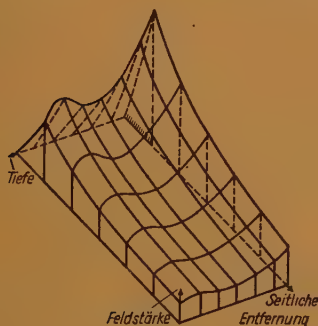


Abb. 3

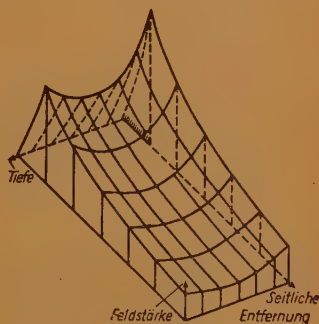


Abb. 4

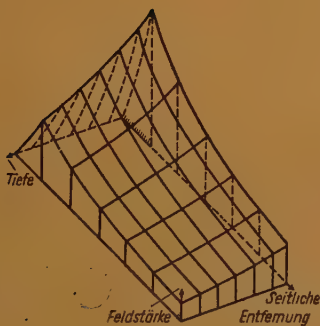


Abb. 5

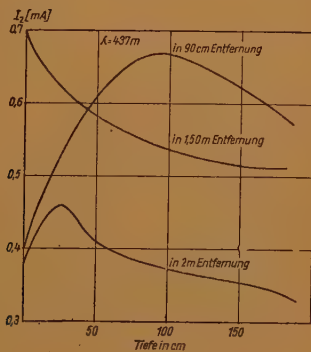


Abb. 6

Diese Beziehungen gelten natürlich nur so lange, als die Frequenz nicht so hoch wird und die Dielektrizitätskonstante so groß ist, daß die Verschiebungsströme im Leiter (hier also im Wasser) merklich gegen die Leitungsströme werden.

Bei Änderung der Frequenz treten bei vertikaler Messung des Feldes zwischen Wasserspiegel und Erderplatte je nach der verwendeten Frequenz immer wieder reproduzierbare Maxima und Minima auf, die im ersten Augenblick durch ein vom Antennenmast eingestreutes Feld

herzurühren scheinen. Diese Einstreuung müßte aber mit der kleinsten verwendeten Frequenz am stärksten auftreten, da diese ja die größte Eindringtiefe hat. Es tritt aber gerade das Gegenteil ein. Diese Erscheinung kann nur bei der Betrachtung des elektrischen und magnetischen Feldvektors und der Annahme von Reflexion an der Wasseroberfläche erklärt werden. Bei der hier verwendeten Antennenanordnung, bei der der selbstschwingende Mast senkrecht auf der Erde steht, sollte der elektrische Vektor senkrecht zur Wasseroberfläche, der magnetische somit parallel zur Erde stehen. Zenneck hat aber gezeigt, daß bei nicht vollkommen leitender Erdoberfläche der elektrische Vektor gegen die Erde um einen ganz bestimmten Winkel geneigt ist. Dieser Winkel wird um so größer, je höher die Frequenz und je schlechter die Leitfähigkeit werden. Nun haben aber Jentsch [5] und Pfannenbergl gezeigt, daß für linear polarisierte elektrische Wellen bei Benutzung der Fresnelschen Formeln nicht ohne weiteres mit größer werdendem Einfallswinkel auch der Reflexionswinkel steigt. Bei Brechungsindices, die größer als 3,732 sind, können für bestimmte Einfallswinkel Minimalstellen der Reflexion auftreten. Für längere elektrische Wellen, wie sie hier angewandt wurden, ist der Brechungsindex des Wassers zu 3,964 in Übereinstimmung mit anderen Autoren von Rückert bestimmt worden. Unter Berücksichtigung der für die verwendeten Frequenzen sich ergebenden Neigung des elektrischen Feldvektors gegen die Wasseroberfläche ergeben sich statt senkrechten Einfalls für: 1380 kHz = 79°, für 686 kHz = 81° und für 207 kHz = 85,5°. Nach der Messung von Pfannenbergl sowie der Rechnung von Jentsch gehören hierzu die in der folgenden Zahlentafel zusammengestellten Werte der in Prozenten ausgedrückten reflektierten Intensität.

kHz	Neigungswinkel gegen die Erdoberfläche	Anteil der reflektierten Intensität
1380	79,0°	5,0%
686	81,0°	3,5%
207	84,5°	0,0%

Man sieht, daß bei der niedrigsten benutzten Frequenz keine Reflexion mehr eintreten kann, da bei ihr gerade infolge der Neigung des elektrischen Feldvektors ein Reflexionsminimum liegt. Bei der Ausmessung des magnetischen Nahfeldvektors ist der Anteil des Reflexionskoeffizienten mit parallel zur Einfallsebene schwingendem Vektor zu betrachten und somit eine Minimalstelle von 0% Reflexion möglich. Der reflektierte Anteil kann im übrigen sonst unabhängig von der Tiefe der Erde nachgewiesen werden. Die Meßergebnisse sind in Abb. 2 wiedergegeben. Die erhaltene Stromverteilung bei den drei gemessenen Frequenzen ist in Reliefdarstellung in Abb. 3 bis 5 gezeichnet.

Messungen an anderen Erderformen, wie z. B. einem aus 16 Strahlen bestehendem Netz der gleichen Größe wie die zunächst benutzte Platte, zeigten grundsätzlich die gleichen Erscheinungen, wenn auch nicht in so stark ausgeprägtem Maße. Behält der Erder nicht die parallele Lage zur Wasseroberfläche, sondern kommt, wie z. B. ein Rohrerder, in eine zur Wasseroberfläche senkrechte Lage, so werden die Feldverhältnisse etwas unübersichtlicher, da hierbei der elektrische Vektor zum Erder hin abgelenkt wird und deshalb je nach der Länge und dem Rohrdurchmesser des Erders an jeder Stelle zum Erder eine andere Neigung besitzt. In genügend großer Entfernung (etwa 2 m) vom Erder, in der der elektrische Feldvektor in diesem besonderen Falle wieder seine normale Neigung erreicht hat, kann ebenfalls das Reflexionsmaximum beobachtet werden. Die Ergebnisse sind in der Abb. 6 wiedergegeben.

Literaturverzeichnis

- [1] Cl. Schäfer, Einf. i. d. theor. Physik III, 1.
- [2] Pfannenbergl, ZS. f. Physik 37 (1926), 758.
- [3] Rückert, Ann. d. Phys. 4 (55), 151...176.
- [4] Vilbig, Lehrb. d. HF-Technik, 4. Aufl., 1944, Bd. II.
- [5] Jentsch, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 21 (1919), 361.

Einige Demonstrationsversuche mit ultraroten Strahlen [1]

An das sichtbare Spektrum mit seinen Grenzen bei $360\text{ m}\mu$ am violetten und $780\text{ m}\mu$ am roten Ende, schließt sich jenseits des Roten eine Strahlung an, die bei sehr hoher Intensität zunächst noch mit dem Auge als roter Schimmer gesehen wird, mit steigender Wellenlänge aber ihre Wirkung auf die Netzhaut ganz verliert und unmittelbar nur noch vom Wärmesinn der Haut wahrgenommen werden kann. Diese Strahlung wird ihrer Lage im Spektrum nach mit „Ultrarot“ bezeichnet. Technisch hat sich die Bezeichnung „Infrarot“ eingebürgert. In jüngster Zeit erlangt das Ultrarot wachsende technische Bedeutung. Diese beruht einerseits darauf, daß man mit kurzwelligem Ultrarot bis zu etwa $1,2\text{ }\mu$ unter Verwendung üblicher Optik und besonders sensibilisierter Schichten fotografieren und mit Hilfe von Bildwandlern im „Dunkeln“ sehen kann. Zum andern läßt sich Ultrarotstrahlung genügender Intensität zur Beheizung von Räumen, zur Trocknung und zur medizinischen Behandlung verwenden. Schließlich geben spektroskopische Untersuchungen in diesem Spektralbereich Aufschlüsse über die Struktur chemischer Verbindungen und erlauben qualitative und quantitative Analyse. Die Verwendung der ultraroten Strahlen für Kriegszwecke brachte es mit sich, daß viele interessante Entwicklungen auf diesem Gebiet heute noch nicht allgemein zugänglich sind. Eine Einführung in die Ultrarot-Physik in Form einer Experimentalvorlesung zu geben, ist heute durch den Mangel an spezieller Optik sehr erschwert. Man kann jedoch bei Beschränkung auf das nahe Ultrarot mit recht einfachen Mitteln eine Anzahl von Schauversuchen vorführen, die einen Kontakt mit diesem Wissensgebiet vermitteln. Hierüber wird im folgenden berichtet.

Objektiver Nachweis der Strahlung jenseits des Roten

W. Herschel hat 1800 die ultrarote Strahlung der Sonne dadurch entdeckt, daß er ein Thermometer in das Spektrum brachte und auch außerhalb des sichtbaren Gebietes jenseits des Roten einen Temperaturanstieg beobachtete.

In einem entsprechenden Versuch läßt sich die Existenz einer ultraroten Strahlung einem größeren Hörerkreis anschaulich beweisen. Abb. 1 zeigt die Anordnung hierzu. Eine Bogenlampe mit Kondensor beleuchtet einen Spalt. Dieser wird mit Hilfe einer Linse auf einem

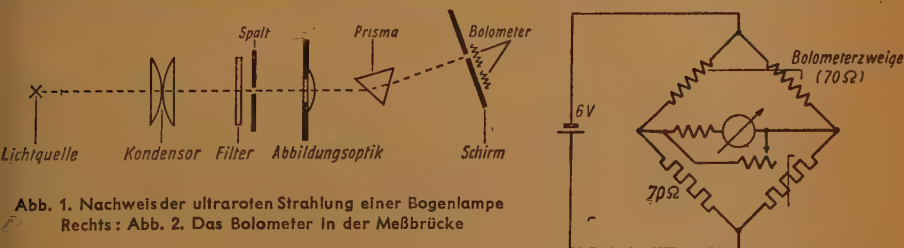
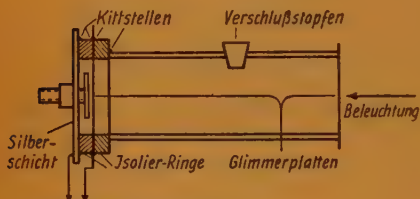


Abb. 1. Nachweis der ultraroten Strahlung einer Bogenlampe
Rechts: Abb. 2. Das Bolometer in der Meßbrücke

entfernten Schirm abgebildet, der in der Mitte einen Ausschnitt besitzt. Das Spaltbild wird durch ein möglichst großes Glasprisma, das in den Strahlengang eingeschaltet ist, zu einem Spektrum auseinandergezogen. Verschiebung des Spaltes läßt dieses Spektrum über die Öffnung des Schirms wandern. Ein engbegrenzter Teil fällt durch den Ausschnitt auf den einen Zweig eines Differentialbolometers, das durch ein Glasgehäuse gegen Luftzug geschützt ist. Das Bolometer besteht aus zwei Kartonstreifen, die mit Nickeldraht von $0,1\text{ mm}$ Stärke bewickelt sind. Jeder Zweig hat einen Widerstand von etwa 70 Ohm . Die dem Schirm zugekehrten Flächen sind über einer rußenden Flamme geschwärzt. Die absorbierte Strahlung erwärmt das Bolometer und erhöht den Widerstand des Nickeldrahtes. Abb. 2 gibt die Brückenschaltung zur Anzeige der Temperaturdifferenzen wieder. Im Diagonalzweig liegt ein empfindliches Spiegelgalvanometer, dessen Lichtzeiger auf einer über dem Schirm gelegenen Skala spielt. Der Ausschlag ist dem Temperaturunterschied der Bolometerzweige proportional. Gleichmäßige Er-

wärmung oder Abkühlung beider Zweige beeinflusst die Anzeige nicht. Die Empfindlichkeit wird durch einen Parallelwiderstand zum Galvanometer so eingeregelt, daß der Lichtzeiger bei jeder Stellung des Spaltes auf der Skale bleibt.

Es ist bemerkenswert, daß der größte Ausschlag nicht im sichtbaren Teil des Spektrums, sondern etwas außerhalb des Roten liegt. Nun schiebt man zwischen Kondensor und Spalt



zur Kapazitätsmeßanordnung

Abb. 5. Gasthermetrischer Strahlungsempfänger
Rechts oben: Abb. 3. Isothermen des schwarzen Körpers. Rechts: Abb. 4. Lichtmodulation

ein Ultrarotfilter, das von etwa 1μ ab durchlässig ist. Wird nun wieder das Spektrum durch Verschieben des Spaltes über die Öffnung im Schirm geführt, dann wächst der Ausschlag des Galvanometers in einem bestimmten Gebiet sehr rasch von Null auf einen Höchstwert an. Bei Entfernen des Filters zeigt sich, daß der sichtbare Teil des Spektrums ganz über den Schirm-ausschnitt hinweggewandert ist und der Ausschlag tatsächlich durch ultrarote Strahlung hervorgerufen wird.

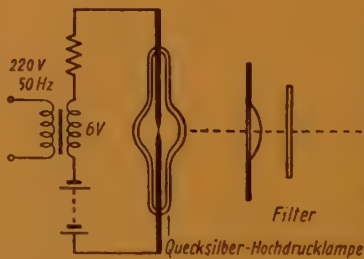


Abb. 4

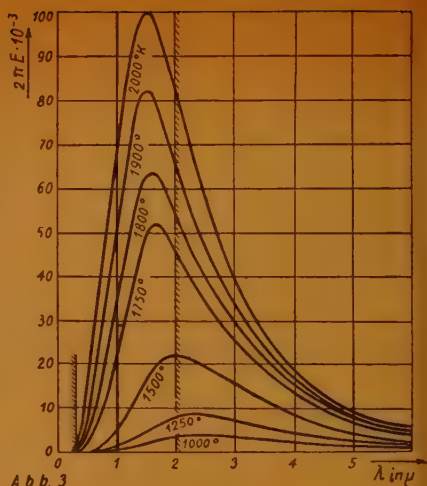


Abb. 3

Spektrale Intensitätsverteilung

Wie der vorhergehende Versuch zeigte, wird das verwendete Ultrarotfilter kurz vor Beginn des sichtbaren Teils undurchlässig. Wir benutzen diese Eigenschaft, um die spektrale Energieverteilung eines Temperaturstrahlers grob qualitativ zu untersuchen. Hierbei lautet die Fragestellung: Wie groß ist der Anteil der ultraroten Strahlung an der Gesamtstrahlung bei einer vorgegebenen Lichtquelle, z. B. einer Glühlampe? Die verfügbare Optik grenzt das untersuchte Gebiet zwischen 300μ und 2μ ein. Das Filter dürfte bei etwa 1μ wirksam werden. Bei diesem Versuch wird die Wendel einer Projektionslampe für etwa 50 V Betriebsspannung durch eine Linse unscharf auf die Lötstelle eines Vakuum-Thermoelementes nach Moll abgebildet. Man mißt die Thermospannung mit einem Spiegelgalvanometer und notiert für verschiedene Brennspannungen der Lampe die Ausschläge mit und ohne Ultrarotfilter. Der Quotient der Ablesungen ist gleich dem gesuchten Anteil der Ultrarotstrahlung an der Gesamtstrahlung. Hierbei sind folgende vereinfachende Voraussetzungen gemacht:

1. Das verwendete Vakuumthermoelement hat konstante spektrale Empfindlichkeit.
2. Die Optik ist im betrachteten Gebiet von 300 m μ bis 2 μ gleichmäßig durchlässig und absorbiert außerhalb der Grenzen vollständig.
3. Das verwendete Ultrarotfilter ist oberhalb 1 μ ideal durchlässig und absorbiert bei kürzeren Wellenlängen vollständig.
4. Die untersuchte Lichtquelle ist ein grauer Strahler.

Diese Voraussetzungen sind nur annähernd erfüllt. Wie die folgende Tabelle (1) zeigt, ergibt sich eine eindeutige relative Abnahme der Ultrarotstrahlung mit steigender Betriebsspannung und somit steigender Temperatur.

Tabelle 1

Brennspannung der Proj.-Lampe Volt	Ausschlag ungefiltert Skt.	Ausschlag gefiltert Skt.	U. R.-Anteil %
8	6,5	5,5	85,0
12	10,0	8,0	80,0
20	44,0	31,0	70,5

Dieser Befund ist in Übereinstimmung mit dem Planckschen Gesetz. Abb. 3 zeigt Isothermen der schwarzen Strahlung für Temperaturen von 1000 bis 2000° K. Als Ordinate ist die vom Quadratcentimeter ausgesandte Energie aufgetragen. Ferner sind bei 300 m μ und 2 μ Grenzordinaten gezeichnet, während die Ordinate bei 1 μ denjenigen Schnitt legt, welcher der Wirkung des Ultrarotfilters entspricht. Planimetriert man die unter den Isothermen liegende Fläche einmal zwischen 1 μ und 2 μ und dann zwischen 300 m μ und 2 μ , so ist der Quotient beider Ablesungen gleich dem theoretischen Anteil der Ultrarotstrahlung an der Gesamtstrahlung im untersuchten Intervall. Die folgende Tabelle (2) zeigt diesen Quotienten für verschiedene Temperaturen. Das Ergebnis entspricht qualitativ dem experimentellen Befund.

Tabelle 2

Temperatur ° K	Gesamtstrahlung von 300 m μ bis 2 μ cal/cm ² s	Anteil von 1 μ bis 2 μ cal/cm ² s	U. R.-Anteil %
2000	390	322	82,5
1900	286	240	84,0
1800	223	191	86,0
1750	158	144	90,0
1500	60	56	93,0
1250	21	19	95,0
1000	4	4	100,0

Modulierte Ultrarotstrahlung

Um störende Fremdstrahlung auszuschalten, bedient man sich bei Untersuchungen im Ultraroten mehr und mehr der Wechsellicht-Methoden. Bei ihnen wird das Licht der Strahlungsquelle vor dem Eintritt in die Versuchsapparatur moduliert, d. h. im allgemeinen durch rotierende Blenden taktmäßig unterbrochen. Der Strahlungsempfänger, der meist elektrischer Natur ist, liefert in diesem Fall Wechselspannungen, die man leicht verstärken und zur Anzeige bringen kann. Die zeitlich konstante Fremdstrahlung bewirkt dagegen eine konstante Spannung am Strahlungsempfänger. Diese wird vom Verstärker unterdrückt.

Bei Gasentladungslampen läßt sich die Modulation ohne mechanische Hilfsmittel rein elektrisch durchführen. Dies ist technisch für die Nachrichtenübermittlung wichtig geworden.

Folgender Versuch soll die Lichtmodulation veranschaulichen. Eine Quecksilber-Hochdrucklampe HBO 100 beleuchtet eine entfernt aufgestellte Fotozelle. In den Strahlengang wird das

schon mehrfach erwähnte Filter eingeschaltet. Abb. 4 gibt die Schaltung wieder. In den Stromkreis der mit 24 V Gleichspannung betriebenen Lampe ist die Sekundärseite eines Transformators eingeschaltet, die eine Wechselspannung von etwa 6 V 50 Hz führt. Hierdurch wird die Intensität der Strahlung sinusförmig geändert. Die empfangende Fotozelle ist über einen Katoden-Verstärker mit einem Oszillografen verbunden, der die Lichtschwankungen sichtbar macht.

Phosphoreszenzlöschung mit Ultrarot

Die in Leuchtmassen gespeicherte Strahlungsenergie wird bei Belichtung mit Ultrarotstrahlung genügender Intensität plötzlich ausgelöst. An der bestrahlten Stelle entsteht auf dem Leuchtschirm nach kurzem Aufblitzen ein dunkler Fleck. Dies läßt sich einem größeren Kreis bequem vorführen. Zweckmäßig bringt man hierzu eine dünne Schicht von Zinksulfidleuchtmasse auf eine Glasplatte auf und erregt sie durch eine intensive Lichtquelle oder, wenn verfügbar, durch eine mit Schwarzglas geschützte Ultraviolettlampe zum Leuchten. Zur Löschung hält man die Platte dann vor eine mit Ultrarotfilter versehene Reuterlampe.

Diese Erscheinung ist gelegentlich zur Aufnahme von Ultrarotspektren ausgenützt worden.

Strahlungsempfänger auf der Grundlage des Gasthermometers

Mit Hilfe von Gasthermometern kann man Strahlung empfindlich nachweisen. Oft wird hierbei das Gas selbst als absorbierendes Medium benutzt. Hierdurch gelingt selektiver Nachweis bestimmter Wellenlängen, die Absorptionsbanden des Füllgases entsprechen [2].

Hierzu sei ein verhältnismäßig leicht durchzuführender Versuch angegeben. Abb. 5 zeigt die Anordnung. Ein Messingrohr, das mit einer verschließbaren Seitenöffnung versehen ist, wird an den Enden durch dünne Glimmerplatten verschlossen. Die eine ist unmittelbar aufgekittet, die zweite ist durch einen Ring aus Isoliermaterial, z. B. Calit, vom Rohr isoliert und trägt auf der Außenseite einen Silberbelag. Auf die zweite Platte wird außen ein weiterer Isolier-Ring aufgekittet, der seinerseits eine Brücke mit einer durch Feingewinde verstellbaren Metallplatte trägt. Diese bildet zusammen mit dem Belag der Glimmerplatte einen Kondensator, dessen Kapazität vom Gasdruck in der Kammer abhängt. Die Kapazitätsänderungen werden mit einer empfindlichen Meßanordnung objektiv angezeigt oder im Schwebungsverfahren als Ton hörbar gemacht. Zunächst gleicht man bei geöffnetem Rohr auf Null bzw. auf einen bestimmten Ton ab. Nun läßt man durch das rechte Fenster ein Ultrarotstrahlenbündel von der gefilterten Reuterlampe in die Kammer fallen. Es zeigt sich eine kleine Kapazitätsänderung, die mit dem Radiometereffekt und mit einer Durchbiegung der Membran durch den Unterschied im Ausdehnungskoeffizienten von Silber und Glimmer zusammenhängt. Jetzt wird die Lampe ausgeschaltet und die Öffnung des Rohres verschlossen. Bei Beleuchtung tritt nunmehr eine größere Kapazitätsänderung auf. Sie beruht zum Teil auf der Ausdehnung der eingeschlossenen Luft, die teils durch die Absorption des in ihr enthaltenen Wasserdampfes, teils mittelbar von den Wänden her erwärmt wird. Bringt man vor Verschuß einen Tropfen Pentan oder Hexan in die Kammer, dann wird der Kapazitätswuchs bei Beleuchtung abermals größer, weil die starke Ultrarotabsorption des gesättigten Kohlenwasserstoffdampfes wirksam wird.

Nachweis der ultraroten Strahlung durch Sublimation fester Stoffe hohen Dampfdrucks.

Die Absorption ultraroter Strahlung erwärmt das getroffene Medium und setzt seinen Dampfdruck herauf. Dies führt bei leicht sublimierenden Stoffen, wie Naphtalin oder Kampfer, zu merklichen Gewichtsabnahmen [3].

Zum Nachweis im Schauversuch dient die in Abb. 6 skizzierte Anordnung. An dem Balken einer elektrischen Mikrowaage [4] ist ein Näpfchen aus Aluminiumfolie befestigt, das etwas Kampfer enthält. Das Gehäuse der Waage ist durch einen Schliff mit einer Platte verschlossen, gegen die sich luftdicht eine Projektionskuvette legt. Nach einigen Minuten ist die eingebrachte Kampfermenge im Gleichgewicht mit dem sie umgebenden Dampf. Nun bringt man die Waage in ihre Ruhelage, indem man die Spannbänder des Waagebalkens verdreht. Bestrahlt man den Kampfer mit der Reuterlampe, so zeigt das Drehspulgerät der elektrischen Waage eine stetige Gewichtsabnahme an. Diesen Effekt beobachtet man auch bei vorgeschaltetem Ultrarotfilter.

Ein Radiometer mit elektrischer Anzeige

Aus der Vorlesung Experimentalphysik ist dem Leser wahrscheinlich die Crookesche Lichtmühle bekannt. Sie beruht auf dem Druckunterschied, der sich bei Bestrahlung zwischen der geschwärzten Vorderseite und der blanken Rückseite der Flügel einstellt und diese vorwärts treibt. Auf der Grundlage dieses Effektes sind hochempfindliche Radiometer entwickelt worden, mit denen man eine Hefnerkerze noch aus 50 m Abstand nachweisen kann. Diese Meßgeräte sind grundsätzlich unabhängig von der Wellenlänge der auftretenden Strahlung [5].

Der Verfasser benutzte zur Demonstration des Radiometers ein System, das an sich zur elektrostatischen Spannungsmessung gedacht ist. Abb. 7 gibt das Meßprinzip wieder. Ein an Spannbändern befestigtes metallisiertes Glimmerblatt spielt zwischen zwei Kondensatorplatten. Seine Lage wird kapazitiv gemessen und sehr empfindlich angezeigt. Der freie Flügel ist einseitig geschwärzt.

Da das System bei Atmosphärendruck arbeitet, ist es verhältnismäßig unempfindlich. Immerhin läßt es sich zu Schauversuchen gut verwenden.

Leuchtet man den geschwärzten Flügel mit der Reuterlampe an, so stellt sich ein bestimmter Ausschlag ein. Bringt man das Ultrarotfilter in den Strahlengang, so ist eine mäßige Abnahme des Ausschlags zu beobachten, die auf den Wegfall des sichtbaren Gebietes zurückzuführen ist. Wird nun noch eine Küvette mit einer 2 cm starken Wasserschicht zusätzlich eingeschoben, dann geht der Ausschlag praktisch auf Null zurück, während er durch die Küvette ohne Ultra-

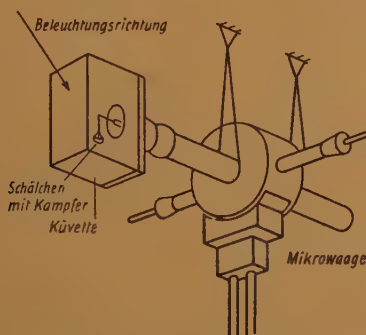


Abb. 6. Nachweis ultraroter Strahlung mit der Mikrowaage

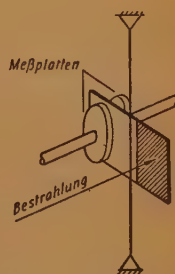


Abb. 7. Radiometer mit kapazitiver Anzeige

rotfilter nur um einen Bruchteil vermindert wird. Tatsächlich ist die Wasserschicht für die nahe Ultrarotstrahlung über $1,1 \mu$ Wellenlänge undurchlässig, während sie das sichtbare Gebiet und das Ultrarot bis $1,1 \mu$ nur wenig absorbiert.

Zusammenfassung

Es wird eine Anzahl von Versuchen beschrieben, die unter Verwendung gerade greifbarer Hilfsmittel einen Einblick in die Physik und Technik der ultraroten Strahlung geben sollen. Es handelt sich dabei durchweg um qualitative Versuche. Einzelne Anordnungen, so z. B. das Radiometer mit elektrischer Anzeige, dürften jedoch auch für feinere Meßzwecke ausbaufähig sein.

Schrifttum

- [1] Aus der Vorlesung des Verfassers „Physik und Technik der langwelligen Spektralgebiete. S. S. 1948.
- [2] K. F. Luft, Z. f. techn. Phys. **24**, 97 (1943).
- [3] Eine sehr schöne Anwendung zur Aufnahme von Spektren siehe „Fortschritte auf dem Gebiete der Ultrarottechnik“, M. Czerny u. H. Röder, Erg. d. exakt. Naturwiss. **17** (1938).
- [4] R. Vieweg u. Th. Gast, Kunststoffe **34** (1944), 117.
- [5] Das ultrarote Spektrum, A. Schäfer u. F. Matossi, J. Springer, Berlin 1930.

AUS DER PATENTLITERATUR

Antennen, Resonatoren

U.S. Patent 2 440 737 (Farnsworth Research Corp., 1943) „Flugzeugantenne“.

Es hat sich gezeigt, daß die bisher gebräuchlichen Formen von Flugzeugantennen infolge von Reflexion und Absorption an Flugzeugteilen eine Richtwirkung besitzen. Das abgestrahlte Energiefeld ist daher in gewissen Richtungen, die von der jeweiligen Flugrichtung abhängig sind, erheblich verzerrt. Ein weiterer Nachteil dieser Antennen liegt darin, daß die ausgestrahlte Energie durch die Luftschraubendrehung merklich moduliert wird. Die Erfindung will diese Nachteile vermeiden. Gemäß der Erfindung ist an dem Kabel 8 eine Antenne 10 angebracht, die aus einem stromlinienförmigen, plastischen Körper 11 und metallischen Antennenelementen 12 besteht. Die Antennenelemente 12 können Flügelabschnitte aufweisen, so daß die Antenne 10 im Flug als Schleppgleiter wirkt. Das konzentrische Kabel 8 soll eine derartige Länge haben, daß die Antenne 10 wenigstens zehn Wellenlängen hinter den Metallflächen des Flugzeuges liegt.

U.S. Patent 2 432 371 (Douglas Aircraft Co., 1942) „Flugzeugantenne“.

Bei Flugzeugen ist eine Schleppantenne von Vorteil, da eine ortsfeste Antenne notwendigerweise in ihrer mechanischen Länge begrenzt ist. Zweckmäßig ist eine Antenne in Form eines mit Gewicht beschwerten Drahtes oder Kabels, welches mit verschiedener Länge in den Luftstrom abgelassen werden kann. Man hat viel Mühe auf die Entwicklung von Schleppantennen verwendet, die auf- und abgehaspelt werden können, ohne sich an Flugzeugteilen zu verwickeln. Eine Antenne, die aus einem gewichtsbelasteten Kabel besteht, neigt zu Schwingungs- und Kreiselbewegungen, die zu Beschädigungen von Flugzeugteilen führen können. Diese Schwierigkeiten werden bei der Antenne gemäß der Erfindung vermieden. An dem Flugzeugrumpf 14 ist eine Führung 16 in abwärts geneigter Lage angebracht. Von der Haspel 22 kann die Antenne 20 durch die Führung 16 abgelassen werden. Die Antenne 20 ist durch das Verbindungsglied 26 mit dem Stab 28 verbunden, an dessen Ende ein Gewicht 32 befestigt ist. Der Endbund 40 des Stabes 28 kann dabei gegen den

Druck der Feder 38 in einer Längsbohrung 36 gleiten. Mit dieser Anordnung soll es möglich sein, daß die Antenne beim Abhaspeln durch die Zone starker Wirbelbildung in der Nähe des Flugzeugrumpfes hindurchtritt und ihre Endlage einnimmt, ohne unzulässige Pendelungen und Schwingungen auszuführen.

U.S. Patent 2 368 174 (Ford Motor Comp., 1942) „Fahrzeugantenne“.

Die Erfindung bezieht sich auf eine Antenne für Fahrzeuge (Peitschen-Antenne). Die Länge einer solchen Antenne wird aus bekannten Gründen meist zu $\frac{1}{4}$ der Wellenlänge gewählt. Die Antenne ragt dann ein beträchtliches Stück über das Fahrzeug nach oben hinaus und kann so während der Fahrt durch überhängende Bäume u. dgl. beschädigt werden. Die durch die Erfindung geschaffene Anordnung macht es möglich, die Antenne wahlweise in eine oder mehrere Betriebsstellungen zu bringen, in der ihre Wirksamkeit gesichert und eine Beschädigung durch äußere Hindernisse dennoch vermieden ist. Die Antenne 10 gemäß der Erfindung in der üblichen Peitschenform besteht aus einem biegsamen Stab mit einer Kugel 14 an der Spitze. Die normale Lage der Antenne ist gestrichelt dargestellt. Wenn die Gefahr besteht, daß die Antenne durch äußere Hindernisse beschädigt werden könnte, wird sie in die voll gezeichnete Lage gebracht, in der sie durch eine Klammer 15 festgehalten wird, die einfach aus einem die Kugel 14 aufnehmenden schrägen Schlitz 22 besteht. Die Vorteile dieser Anordnung gegenüber teleskopartigen oder drehbaren Antennen bestehen darin, daß die charakteristischen Eigenschaften der Antenne nicht merklich geändert werden, wenn diese nach abwärts gebogen wird. Weiterhin ist die Einfachheit der leicht anzubringenden Konstruktion von Vorteil.

U.S. Patent 2 419 611 (Radio Corporation of America, 1943) „Teleskop-Antenne“.

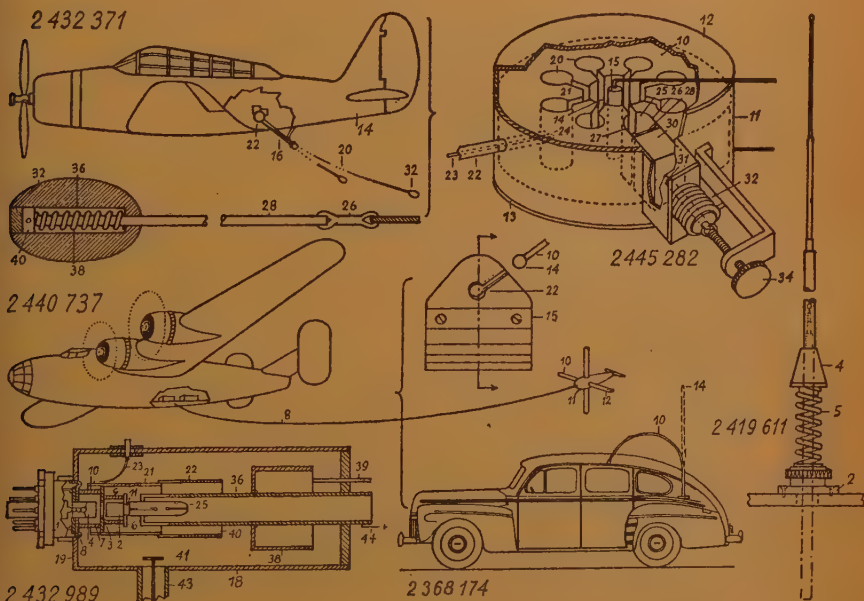
Gegenstand des Patentes ist eine biegsame Befestigung für Teleskop-Antennen, wie sie in Verbindung mit tragbaren Radiogeräten benutzt werden. Die aus mehreren dünnwandigen Metallrohren teleskopartig zusammengesetzte Antenne ist in einem Hülsenstück 4 geführt, das durch eine Schraubenfeder 5 mit der Grundplatte 2 verbunden ist.

Diese Schraubenfeder kann auch als Belastungsspule verwendet werden.

U.S. Patent 2396 121 (Croname, Jncorp., 1945) „Tragbares Empfangsgerät“.

Die Erfindung hat einen tragbaren Empfänger zum Gegenstand, dessen Stabantenne bei Nichtgebrauch zusammengeklappt und im Gehäuse des Empfängers untergebracht werden kann. Der Kleinfempfänger 5 besitzt keine vorspringenden Teile. Alle Bedienungsknöpfe sind flach in das Gehäuse eingebaut. Auch der Traggriff 9 verschwindet in einer seitlichen Öffnung des Gehäuses. In dem

Unregelmäßigkeiten vermieden sind. In Abständen von $\frac{1}{4}$ der Wellenlänge werden die Zuführungen 40 durch Abstandsisolatoren 41 gehalten, auf denen Führungsisolatoren 42 angebracht sind. Diese befinden sich demnach in Ebenen, in denen das Hochfrequenzpotential Null ist. Jeder Stütz- oder Führungsisolator besteht aus einem Isolierstab 43 mit Kappen 44, in denen die Leiter durch ein flexibles Band 45 befestigt sind. Das Isoliermaterial wird dabei durch keine Spannung beansprucht. Der Querstab 46 von größerem Querschnitt hält an seinen Enden die Tragseile 49.



Handgriff ist eine teleskopartig zusammenschiebbare Antenne 19 untergebracht, deren Handhabe 21 das Zusammenschieben bzw. Auseinanderziehen erleichtert.

U.S. Patent 2 428 052 (International Standard Electric Corp., 1942) „Antenne“.

Das Patent behandelt eine gleichförmig gespannte Zuführungsleitung für eine Antenne, bei der außerdem Verluste in den Isolierteilen und Spannelementen sowie die durch Abstandsänderungen der Drähte verursachten

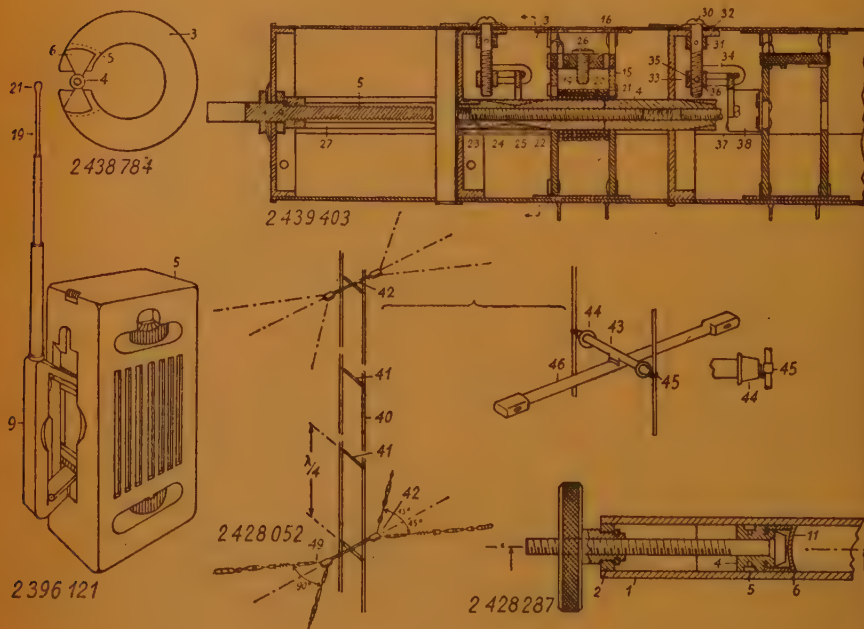
U.S. Patent 2445 282 (Bell Telephone Labor., 1944) „Abstimmung von Hohlraum-Resonatoren“.

Die durch die Erfindung geschaffene Anordnung ist insbesondere zweckmäßig für die Abstimmung der einzelnen Hohlräume in einem Vielfach-Hohlraum-Resonator, wie er gewöhnlich an einem Magnetron-Oszillator verwendet wird. Die Notwendigkeit der Abstimmung eines Hohlraumresonators kann z. B. bei Benutzung von Mikrowellen auftreten. Mikrowellen mit großer Leistung

mittels des Knopfes 34 verstellbare Abstimmbrücke 28 verschiebbar angeordnet ist. Die Brücke 28 ist zu diesem Zweck auf dem Block 30 befestigt, der mit der Stange 31 verbunden ist. Der Balg 32 aus Metall sichert das Vakuum.

U.S. Patent 2 432 989 (General Electric Co., 1944) „Hohlraum-Resonator mit Röhre“

Gegenstand des Patentes ist ein mit der Entladungsröhre verbundener Schwingungskreis mit Hohlraumresonator. Die Entladungsröhre 1 besteht aus der Anode 2, dem Gitter 3



10 ist in einem Gehäuse 11, 12, 13 angeordnet. Der zylindrische Wirkungsraum 14 des Magnetrans enthält die Katode 15. Die zylindrischen Durchbrechungen 20 des Anodenblockes 10 bilden eine Mehrzahl von Resonanzkammern, die mit dem Raum 14 durch die Schlitze 21 verbunden sind. Eine der Kammern 20 ist mit einem koaxialen Leitungssystem 22, 23 verbunden, das in einer Kopplungsschleife 24 endet. Gemäß der Erfindung ist z. B. die Kammer 25 in radialer Richtung erweitert und bildet eine Übertragungsleitung mit den leitenden Flächen 26, 27, zwischen denen die

und der Katode 4, die in einem aus den Metallringen 6, 7, 8 und Glaszylindern 9, 10 zusammengesetzten Kolben untergebracht sind. Der Hohlraumresonator besteht aus dem die Entladungsröhre umgebenden Zylinder 18, der in der dargestellten Weise auf den Röhrensockel aufgeschoben ist. Der Gitteranschluß 7 ist am Umfang mit dem Rohrleiter 21, 22 verbunden, an den eine Zuleitung 23 geführt ist. Ein zylindrisches Anschlußstück 25 ist auf die Elektrode 11 stramm aufgeschoben, um die Verbindung mit der Gleichstromquelle 44 herzustellen. Das Metallrohr 36 besitzt an

seinem linken Ende Kontaktfinger 37, die das Anschlußteil 25 ergreifen. Das Rohr 36 trägt an seiner Außenfläche eine Anodendrossel 38 in Form eines leitenden Zylinders, der sich etwa auf $\frac{1}{4}$ der Wellenlänge im mittleren Arbeitsbereich des Schwingungskreises erstreckt. Die Lage des Rohres 36 innerhalb des Rohres 38 kann durch Einstellmittel 39 verändert werden. Der durch die Triode 1 erregte Hohlraumresonator wird auf einer Seite durch die Wand 19, auf der anderen Seite durch die Drossel 38 begrenzt. Die erzeugten Wellen werden von den Rohren 21, 22 geführt und treten durch die Öffnung 40 aus, um außerhalb dieser Rohre wieder zu der Kathode-Gitterstrecke der Triode zurückzukehren. Durch die Kopplungselektrode 41 und den Zylinder 43 kann die Hochfrequenzenergie nach außen abgeführt werden.

U.S. Patent 2 428 287 (Radio Corporation of America, 1943) „Verkürzungskolben für Wellenleitungen“.

Zur Veränderung der Resonanz von Wellenleitungen werden verschiedene Typen von gleitenden Kolben benutzt, die jedoch den Mangel aufweisen, daß sie infolge eines ungenügenden Kontaktes mit der Innenfläche der Wellenleitung erhebliche Energieverluste und unerwünschte Wellenreflexionen verursachen. Die Erfindung vermeidet die bisherigen Mängel. Gemäß der Erfindung ist in der durch den Propfen 2 verschlossenen Wellenleitung 1 mit rechteckigem Querschnitt der verstellbare Kolben 4 angeordnet, der an zwei gegenüber liegenden Flächen ein geschlitztes Teil 5 besitzt. Ein U-förmiger Federkontakt 6 stellt den Gleitkontakt mit den Innenflächen der Leitung 1 her, wobei Hilfsfedern 11 den Kontaktdruck unterstützen.

U.S. Patent 2 439 403 (J. H. Victoreen, Dayton, 1944) „Induktive Abstimmung“.

Die Einrichtung gemäß der Erfindung ermöglicht die gleichzeitige Abstimmung von mehreren Kreisen und außerdem eine Veränderung der Bandbreite des Empfängers. Die neue Einrichtung besteht aus einem Gehäuse mit abgeschirmten Abteilen 3, in welchen die Zwischentransformatoren eingebaut sind. In jedem Abteil ist ein Rahmen 15 untergebracht, der die Wicklungen 19, 20 des Transformators trägt. Normalerweise stellen die Gitter-Anoden-Kapazitäten diejenigen Kapazitäten dar, mit denen sich die Wicklungen in Reso-

nanz befinden. Außerdem ist eine dritte Wicklung 21 vorgesehen, die sich in Reihenresonanz mit einem veränderbaren Glimmerkondensator 16 befindet, dessen Kapazität durch die Schraube 26 eingestellt werden kann, um die Bandbreite des Transformators einzustellen. Ein aus mehreren Teilen 22, 23, 24 zusammengesetzter Kern 4 ist auf einer durchgehenden Stange 25 befestigt. Die Teile 22 sind aus ferromagnetischem Material hergestellt, die Teile 23 bestehen aus Messing oder dgl. und die Teile 24 aus einem Dielektrikum. Durch Drehung der Welle 5 wird die mit der Stange 25 verbundene Hülse 27 längs verschoben, die gegen Drehung gesichert ist. Durch geeignete Formgebung der Teile 22, 23, 24 kann die gewünschte Charakteristik der Abstimmung erzielt werden. Eine Trimmereinstellung ist dadurch gegeben, daß jeder Rahmen 15 unabhängig axial verschoben werden kann. Diesem Zweck dient die Einstellvorrichtung 30—38, die so arbeitet, daß durch Drehung der Schraube 30 der Rahmen 15 waagrecht verschoben wird.

U.S. Patent 2 438 784 (Electric & Musical Industries Ltd., 1946) „UKW-Abstimmkreis“.

Bei Schwingungskreisen für sehr hohe Frequenzen können Induktanzspulen der üblichen Form nicht mehr benutzt werden. Als Abstimmkreis für eine Wellenlänge von 1 m und weniger wird daher ein Metallrohr von $\frac{1}{4}$ Wellenlänge verwendet. Solche Abstimmkreise sind indessen hinsichtlich der mechanischen Einstellung und des Raumbedarfes nicht so bequem, wie die Schwingungskreise mit einem Abstimmkondensator. Bei dem in dem Patent behandelten Abstimmkreis besteht die Induktanz aus einer Metallplatte 3 in Form eines durch einen radialen Spalt 4 unterbrochenen Ringes, der in der Wirkung eine Induktanz mit einer einzigen Windung darstellt. An den offenen Enden ist der Ring mit Schlitzten 5 versehen, die parallel zu der Mittelebene des Ringes verlaufen. Diese Schlitzte 5 nehmen die Rotorplatten 6 eines Kondensators auf, dessen Stator durch die die Schlitzte 5 begrenzenden Flächen gebildet wird. Damit werden Zuführungen oder andere mechanische Verbindungen zwischen der Induktanz und dem Kondensator vermieden und Verluste sowie sonstige unerwünschte Induktionswirkungen vermindert.

Mitgeteilt von Patentanwalt Dipl.-Ing.
C. WALLACH

REFERATE

Von den mit einem * versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages von DMW 0,75 je Seite sowie des Einschreibeporlos zur Verfügung gestellt werden.

Hochohmige Spannungsmessung mit dem direkt anzeigenden dynamischen Elektrometer

In einigen Gebieten der Elektrophysik ist es bisweilen nötig, kleine Gleichspannungen bei geringster Stromentnahme zu messen; ein solcher Spannungsmesser soll also einen hohen Eingangswiderstand haben. Bei pH -Messungen ist z. B. der Innen-Widerstand der Glaselektrodenkette, an deren Endpolen ein unterer Spannungswert von nur $5 \cdot 10^{-4}$ V zu messen ist, etwa 10^8 Ohm. Das Elektrometer muß dann einen Eingangswiderstand von etwa dem 1000fachen Wert, also 10^{11} Ohm haben, wobei ein Strom von größenordnungsmäßig $5 \cdot 10^{-15}$ A entnommen wird. Kompensationsschaltungen mit hochempfindlichen Galvanometern erfüllen zwar diese Anforderung, sind aber äußerst unhandlich in der Bedienung. Man benutzt daher für diese und ähnliche Messungen die Elektrometerröhre, die bei einem Isolationsstrom von weniger als 10^{-14} A die Anwendung robuster Anzeigeinstrumente ermöglicht. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den Röntgen-Dosimetern. Eine Strahlungsmenge von nur 10^{-5} r/sec¹⁾ kann vom menschlichen Körper ohne Schädigung vertragen werden; man muß sie also auch mit Sicherheit meßtechnisch erfassen können. Die Empfindlichkeitsgrenze des Dosimeters soll also noch etwas niedriger liegen, nämlich bei etwa $4 \cdot 10^{-7}$ r/sec, wobei ein Strom von $2 \cdot 10^{-12}$ A in einem Widerstand von $2 \cdot 10^9 \Omega$ zu messen ist. Die zugehörige Spannung ist dann 4 mV. Auch in der Kernphysik finden Elektrometer Verwendung.

Es leuchtet ohne weiteres ein, daß in den Bestrebungen zur Verbesserung der Elektrometer eine Erhöhung des Eingangswiderstandes um den Faktor 10^8 ein großer Fortschritt ist. Es gelingt dies mit dem dynamischen Elektrometer in einer Ausführung nach Dorsman²⁾, welche von Hengel und

Oosterkamp³⁾ aus der ursprünglich für Nullmessungen vorgesehenen Konstruktion für direkte Anzeige weiterentwickelt wurde.

Die Eingangsschaltung zeigt Abb. 1. Die Meßspannung liegt an einer Reihenschaltung des Widerstandes R_1 und des Kondensators C_1 . Die Platten des letzteren (P_1 und P_2) werden durch ein elektrodynamisches Antriebssystem (Abb. 2) mit einer Frequenz von 125 Hz gegeneinander in Schwingungen versetzt. Dadurch entsteht an den Anschlüssen von C_1 eine Wechselspannung u_1 , deren Effektivwert der Meßspannung proportional ist. Um gut

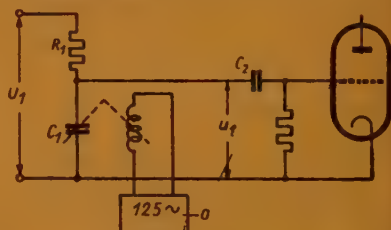


Abb. 1. Eingangsschaltung des dynamischen Elektrometers. (R_1 Vorschaltwiderstand, C_1 Schwingkondensator, O Oszillator, C_2 Kopplungskondensator, U_1 Meßgleichspannung, u_1 Wechselspannung)

sinusförmige Spannungen zu erhalten, ist das mechanische Schwingensystem, bestehend aus den Membranfedern M , der Spule S und der Platte P_1 auf Resonanz mit 125 Hz konstruiert. Über einen Kopplungskondensator C_2 wird die Wechselspannung dem Steuergitter einer Verstärkerröhre zugeführt, deren Anodenwechselstrom zur Anzeige gebracht wird.

Ein hochempfindliches Elektrometer muß natürlich von Änderungen der Röhrensteilheit und Schwankungen der Netzspannung unabhängig sein. Beide Anforderungen sind erfüllbar, wenn der Verstärkungsfaktor durch Anwendung einer Gleichspannungsgegenkopplung konstant gemacht wird. Zu diesem Zwecke wird die Ausgangsspannung des Verstärkers gleichgerichtet (U_2) und gegen die Meßgleichspannung U_1 gekoppelt (Abb. 3). Jetzt liegt am Schwingkondensator die Spannung $U_1 - U_2$. Bezeichnet man den Proportionalitätsfaktor von Eingangsspannung zur Meßgleichspannung mit a_1 , die Verstärkung mit a_2 , und mit a_3 den Proportionalitätsfaktor bei der Endgleichrichtung, so ist

¹⁾ 1 r = 1 Röntgen, d. i. diejenige Strahlungsdosis, die in 0,001293 g Luft Ionen mit einer Ladung von 1 elektrost. Einheit bildet.

²⁾ C. Dorsmann, Philips techn. Rundschau 7 (1942), S. 24/32.

³⁾ J. van Hengel und W. J. Oosterkamp, Philips techn. Rundschau 10 (1949), S. 339/347.

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{A}{1+A}, \text{ mit } A = a_1 \cdot a_2 \cdot a_3$$

Man sorgt nun dafür, daß A groß gegen 1 ist, denn dadurch wird das Verhältnis U_2/U_1 der Ausgangsspannung zur Meßspannung annähernd gleich 1, also konstant. Während a_1 und a_3 kleiner als 1 sind, kann man den Verstärkungsfaktor a_2 praktisch so groß machen, daß A z. B. = 30 wird, ohne daß die Schaltung schwinganfällig wird.

Der Gleichrichter G muß nun allerdings phasenempfindlich sein. Um dies zu erklären,

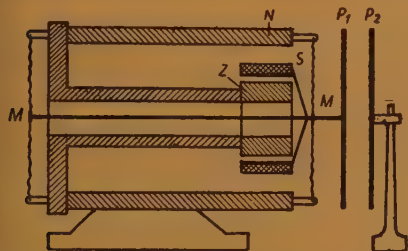


Abb. 2. Schwingkondensator (M Membranen, N u. Z Magnetpole, P_1 u. P_2 Kondensatorplatten, S. Schwingenspule)

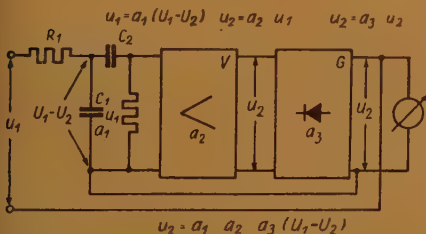


Abb. 3. Prinzipschaltbild des elektrodynamischen Elektrometers mit Gegenkopplung. (U_1 Meßgleichspannung, u_1 Wechselspannung, V Verstärker, G Gleichrichter, u_2 Ausgangs- und Gegenkopplungsspannung)

ist es nötig, etwas weiter auszuholen. Bei einem Wert $A = 30$ wäre für ein $U_1 = 100$ mV die Ausgangsspannung

$$U_2 = \frac{30}{31} \cdot 100 = 97 \text{ mV}^4)$$

und $U_1 - U_2 = 3$ mV liegen am Schwingkondensator. Wenn U_1 nun plötzlich um das Doppelte, also 6 mV absinkt, so kann U_2

⁴⁾ Das Anzeigeinstrument ist dann natürlich so geeicht, daß der Zeiger bei 97 mV auf 100 mV steht.

wegen der Schaltungsträgheit nicht so schnell folgen und beträgt vorerst noch 97 mV. Jetzt ist $U_1 - U_2 = 94 - 97 = -3$ mV. Durch diese Änderung ist also die Spannung am Schwingkondensator $U_1 - U_2$ nur von +3 auf -3 umgeschlagen. u_1 und u_2 haben demnach die Phase um 180° gewechselt. Ein normaler Gleichrichter würde auf die um 180° verschobene Phase von u_2 gar nicht besonders ansprechen, und die Folge wäre, daß $U_2 = 97$ mV bliebe, denn die Amplitude von u_2 hat sich nicht geändert. Wird nun U_1 noch weiter z. B. auf 93 mV verringert, so ist $U_1 - U_2 =$

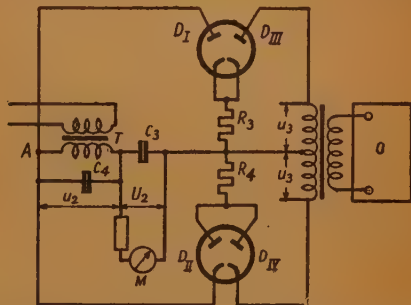


Abb. 4. Phasenempfindlicher Gleichrichter. (T Eingangstransformator, C_3 Resonanzkondensator, C_4 Ladekondensator, M Anzeigestrommesser, O Oszillator, D_{I-IV} Dioden)

- 4 mV und demzufolge steigt schließlich U_2 sogar auf 98 mV an: die Schaltung ist labil. Eine phasenempfindliche Gleichrichterschaltung, die diesen Fehler vermeidet, zeigt Abb. 4. Der gleiche Oszillator, der die 125-Hz-Spannung zum Antrieb des Schwingkondensators liefert, erzeugt über einen Gentakt-Transformator die Wechselspannungen u_3 . Während der halben Periode, die das obere Ende seiner Sekundärwicklung positiv macht, leiten die Diodenstrecken D_{III} und D_{IV} , wodurch an R_3 und R_4 eine Gleichspannung von bestimmter Höhe entsteht; ihre Polarität liegt so, daß die Diodenstrecken D_I und D_{II} weitgehend negativ vorgespannt sind. Diese werden also für die Gleichrichtung der Meßspannung u_2 in jeder Periode einmal geöffnet und einmal gesperrt. Am Eingang des Gerätes möge nun wieder ein positiver Wert von $U_1 - U_2$ (z. B. +3 mV) liegen. In diesem Falle soll die Polung des Transformators T so sein, daß der Punkt A immer gerade dann positiv ist, wenn D_I und D_{II} geöffnet sind. Ist $u_2 > U_2$, dann wird der

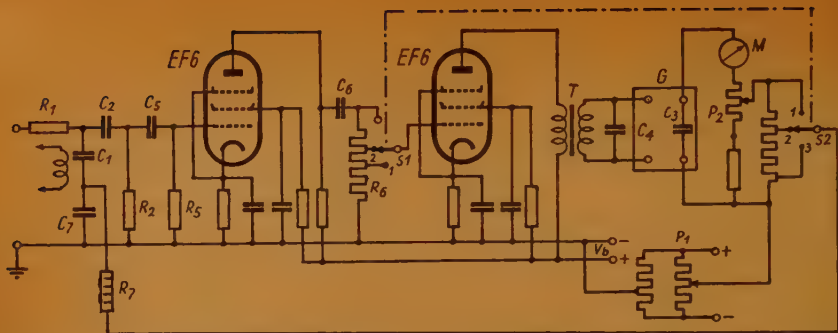


Abb. 5. Verstärker. (G Gleichrichter nach Abb. 4. S_1/S_2 Meßbereichschalter, Stellung 1...3 entspricht 1000, 300, 100 mV, P_1 Nullpunktseinstellung, P_2 Skaleneichung, R_7, C_7 Glättungskreis)

Kondensator C über D_I in dieser Halbperiode geladen. Ist aber $u_2 < U_2$, so muß er sich über D_{II} entladen. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein, und den jeweiligen Wert von U_2 zeigt das Instrument M an. Es muß nun geprüft werden, wie sich die Schaltung in dem vorgenannten Beispiel verhält, wo $U_1 - U_2$ plötzlich negativ (-3 mV) wurde. Bei richtiger Arbeitsweise der Schaltung müßte U_2 dann sinken. Bei $U_1 - U_2 = -3$ mV wird A in dem Augenblick positiv, wo D_I und D_{II} gesperrt sind. Ist A in der nächsten halben Periode negativ, so ist zwar die Sperrung von D_I und D_{II} aufgehoben, doch kann jetzt nur über D_{II} Ladung abfließen. U_2 muß also sinken, und zwar auf einen der verminderten Höhe von u_2 entsprechenden Wert. Die Labilität der Schaltung ist aufgehoben.

Der Verstärker (Abb. 5) ist mit RC-Kopplung und ohmschen Arbeitswiderständen versehen; seine Dimensionierung berücksichtigt, daß zwischen u_2 und u_3 keine Phasenverschiebungen auftreten können, die ja den Meßwert U_2 zwangsläufig bei Anwendung der phasempfindlichen Gleichrichterschaltung beeinflussen müßten.

Die Empfindlichkeit der Einrichtung verlangt die Beseitigung von Störspannungseinflüssen. Hierfür sind drei Maßnahmen ergriffen worden:

1. Bei richtiger Wahl der Schwingfrequenz (125 Hz) harmonisiert diese nicht mit der als Störung am meisten in Frage kommenden Netzfrequenz (50 Hz).
2. Die Sekundärwicklung des Transformators T ist durch Parallelschaltung von C_4 (Abb. 4) zu einem Schwingkreis für 125 Hz ergänzt worden; der Gleichrichter ist daher selektiv.

3. Am Eingang des Verstärkers unterdrückt die Siebkette $C_2 R_2 / C_5 R_5$ alle Störfrequenzen.

Man kann auf diese Weise ein Maß von Störfreiheit erreichen, daß bei einem Verhältnis Störspannung (50 Hz) zur Meßspannung von 200/10 mV die Anzeige unverändert bleibt. Insgesamt ist die Schaltung durch die Gegenkopplung so stabil geworden, daß eine 10%ige Netzspannungsänderung nur einen Einfluß von einem halben Skalenteil ($= 0,5$ mV bei 100 mV Vollausschlag) hat. Für das Anzeigementinstrument genügt eine Empfindlichkeit von 50 μ A bei Vollausschlag. Der Eingangswiderstand ist 10^{15} Ohm, die Eingangskapazität 40 pF. Die damit verbundene geringe Stromentnahme beruht zum Teil auch noch auf dem Umstand, daß die am Schwingkondensator liegende Gleichspannung nicht gleich U_1 , sondern gleich $U_1 - U_2$ ist, also nur etwa 1/30. Die Wechselstromverluste des Eingangskreises werden vom Oszillator und nicht von der Meßspannung gedeckt. htg.

Tonfrequenzgenerator mit kontinuierlicher Abstimmung

Ein vor einiger Zeit auch in diesen Heften¹⁾ beschriebener Tonfrequenzgenerator arbeitete als rückgekoppelter Röhrenoszillator mit einem Phasenschieber zwischen Anode und Gitter der Schwingröhre, der die zur Selbst-erregung in der gewünschten Frequenz erforderliche Phasenverschiebung von 180° für eben diese Frequenz herbeiführte. Durch kontinuierliche Veränderung nur eines Potentio-

1) Siehe FUNK und TON, Band 3 (1949), Heft 7, Seite 399

meters war es möglich, diese Phasenverschiebung von 180° für alle Frequenzen innerhalb des gesamten Tonfrequenzbereiches lückenlos einzustellen, so daß eine kontinuierliche Abstimmung des Oszillators erreicht wurde. Eine gewisse Schwierigkeit dieses Tonfrequenzgenerators lag in dem etwas umständlichen Aufbau und der unbequemen Dimensionierung des als Phasenschieber dienenden, aus Längsinduktivitäten und Querkapazitäten bestehenden Kettenleiters. Als einen Schönheitsfehler dieses Phasenschiebers muß man auch die Tatsache ansehen, daß seine Ausgangsspannung nicht für alle Frequenzen gleich ist, sondern beim Durchdrehen des Potentiometers gewissen Schwankungen unterworfen ist.

Durch eine jetzt vorgeschlagene elegantere und im Aufbau viel weniger umständliche

Die Phasenverschiebung von 180° wird in diesem Phasenschieber nacheinander in zwei Stufen mit je 90° durchgeführt, und jede Stufe des Phasenschiebers besteht nur aus einer Reihenschaltung eines festen Kondensators mit einem veränderbaren Widerstand. Das Prinzipschaltbild einer einzelnen Phasenschieberstufe ist in Abb. 1a dargestellt. Die Wirkungsweise der Schaltung ist in Verbindung mit ihrem Vektordiagramm (Abb. 1b) ohne weiteres verständlich: der Transformator mit seiner genau in der Mitte angezapften Sekundärwicklung liefert die beiden phasen- und amplitudengleichen Wechselspannungen E_1 und E_2 , während die Spannungen $E_C = 1/j\omega C$ am Kondensator C und $E_R = I \cdot R$ am ohmschen Widerstand R senkrecht aufeinander stehen. Sofern $E_C = E_R$ ist, d. h. wenn

$$R = \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C} \quad (1)$$

erfüllt ist, steht die Ausgangsspannung E_a des Phasenschiebers zwischen der Mittelanzapfung des Transformators und dem Verbindungs- punkt Kondensator—Widerstand senkrecht auf der Eingangsspannung E_1 und E_2 , wie man dem Vektordiagramm entnehmen kann. Ganz allgemein ist der Phasenwinkel Θ zwischen Ein- und Ausgangsspannung durch die Beziehung

$$\Theta = 2 \cdot \arctan(\omega \cdot C \cdot R) \quad (2)$$

gegeben. Für die durch Gleichung (1) festgelegte Frequenz ω tritt also die gewünschte Phasenverschiebung von 90° in einer Stufe ein, und der Oszillator schwingt mit dieser Frequenz, wenn der Phasenschieber aus zwei hintereinandergeschalteten identischen Stufen nach Art der Abb. 1a besteht. Durch gleichzeitige Veränderung der Widerstände R in beiden Stufen des Phasenschiebers um den gleichen Betrag kann somit nach Gleichung (1) jede verlangte Schwingfrequenz eingestellt werden, wobei man natürlich die beiden Widerstände der Stufen genau gleichlaufend mechanisch miteinander koppeln wird und so mit einem einzigen Abstimmknopf ohne Umschaltung je nach der Größe von C und den Grenzwerten der Drehwiderstände R einen beliebigen Frequenzbereich kontinuierlich erfassen kann. Die Schwingfrequenz ist dann dem eingestellten Widerstandswert von R umgekehrt proportional, und eine entsprechende Abstimmkala ist leicht anzufertigen. Aus dem Vektordiagramm erkennt

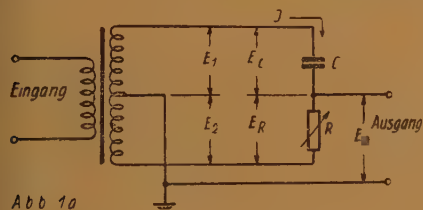


Abb. 1a

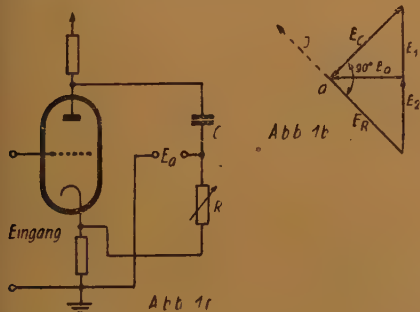


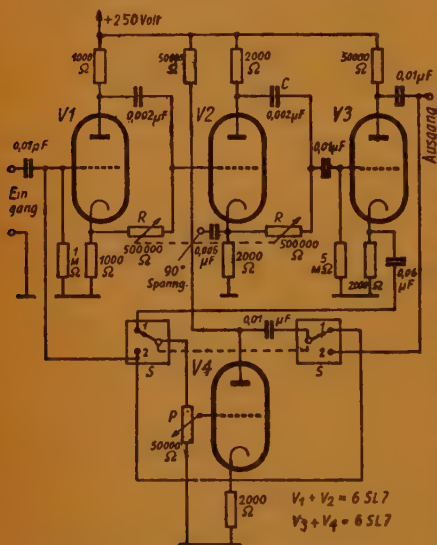
Abb. 1b

Abb. 1a. Phasenschieber zur Erzeugung einer 90° -Spannung mit frequenzunabhängiger Ausgangsamplitude. Abb. 1b. Vektordiagramm des Phasenschiebers nach Abb. 1a. Abb. 1c. Ersatz des Transformators in Abb. 1a durch eine Triode

Form des Phasenschiebers kann nun eine wesentlich vereinfachte Schaltung für den rückgekoppelten Tonfrequenzgenerator mit kontinuierlicher Abstimmung über den gesamten Tonbereich angegeben werden²⁾.

²⁾ O. G. Villard, Tunable A-F Amplifier, Electronics, Juli 1949, S. 77...79.

man auch sofort, daß sich die Größe der Ausgangsspannung E_a nicht ändern kann, wenn man die Frequenz ω oder den Widerstand R variiert, solange die Eingangsspannungen E_1 und E_2 ihre Größe beibehalten. Da E_C und E_R für die eingestellte Schwingfrequenz immer senkrecht aufeinander stehen und einander gleich sein müssen, liegt der Endpunkt a der Ausgangsspannung E_a unverrückbar fest; der Phasenschieber liefert demnach eine in ihrer Amplitude frequenzunabhängige Ausgangsspannung, und die Rückkopplung ist für alle Frequenzen konstant. Voraussetzung



**Abb. 2. Grundsaltung des rückgekoppelten
Tonfrequenzgenerators**

schieberstufen — ist es daher, wenn man jede Phasenschieberstufe nicht durch einen Transformator mit Mittelanzapfung, sondern durch eine phasenumkehrende Triode nach Abb. 1c speist. Es ist hier nur darauf zu achten, daß Anoden- und Katodenwiderstand jeder Triode einander genau gleich sind, damit man gleich große Eingangsspannungen E_1 und E_2 erhält. So ergibt sich schließlich die in Abb. 2 wiedergegebene Schaltung eines rückgekoppelten Tonfrequenzgenerators; die beiden gleichartigen Stufen des Phasenschiebers enthalten je einen Kondensator von 2 nF und einen Drehwiderstand mit einem Höchstwert von 500 000 Ohm und werden von den Röhren V_1 bzw. V_2 (je einem System der Doppeltriode 6 SL 7) gespeist. Die angegebenen Kapazitäts- und Widerstandswerte erlauben eine Einstellung der Schwingfrequenz zwischen 200 und 10 000 Hertz, wobei sich die Werte der beiden gekoppelten Widerstände des Phasenschiebers zwischen 400 000 Ohm und 8000 Ohm bewegen. Jedoch kann der Bereich durch andere Wahl dieser Werte auch noch erweitert werden. Im Gegensatz zu den rückgekoppelten RC-Oszillatoren, bei denen die Schwingfrequenz durch den Kondensator eingestellt wird und infolge der unvermeidlichen Anfangskapazität des Drehkondensators kein größerer Abstimmbereich als 1:10 ohne Bereichumschaltung erzielbar ist, kann hier ohne Umschaltung ein Bereich von 1:100 mühelos erfaßt werden.

Die in dem Phasenschieber V_1 — V_2 um 180° gedrehte Rückkopplungsspannung wird über den einstufigen Verstärker V_4 an das Steuergitter der Schwingröhre V_1 zurückgeführt. V_3 ist ein einstufiger Pufferverstärker für die Schwingspannung, der infolge seiner hohen

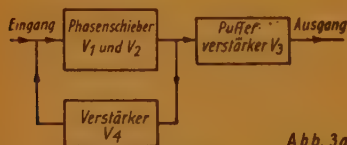
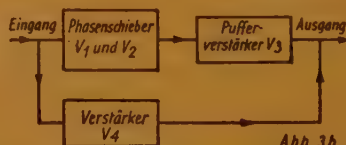


Abb. 3a



App. 3b

Abb. 3a. Blockschaltung des rückgekoppelten Oszillators (Schalterstellung 1)

Abb. 3b. Blockschaltung des Tonfrequenzverstärkers mit Siebwirkung (Schalterstellung 2)

für das einwandfreie Arbeiten des Phasenschiebers in der geschilderten Weise ist naturgemäß, daß die Wirkung der einzelnen Stufen nicht durch Belastung der Ausgangsklemmen wieder zunichte gemacht wird.

Schaltungsmäßig günstiger — besonders für die Hintereinanderschaltung der zwei Phasen-

Eingangsimpedanz den Phasenschieber V_2 nicht belastet. Es ergibt sich somit eine Blockschaltung des Tonfrequenzgenerators nach Abb. 3a, die Aufbau und Arbeitsweise des Generators vielleicht etwas klarer erkennen läßt als die vollständige Schaltung in Abb. 2.

Mit dem Potentiometer P läßt sich die Größe der Rückkopplungsspannung einstellen; wählt man diese so klein, daß noch keine Selbst-erregung eintreten kann, dann läßt sich der Oszillator auch als Tonfrequenzverstärker benutzen, der nur die am Phasenschieber eingestellte Frequenz verstärkt. Die Breite des verstärkten Frequenzbandes kann durch entsprechende Einstellung des Potentiometers P in recht weiten Grenzen verändert werden und läßt sich außerordentlich schmal machen, wenn man knapp unterhalb der Selbsterregung arbeitet.

Die Schaltung der Abb. 2 ist überhaupt als Verstärker recht vielseitig zu verwenden. Einmal liefert er am Ausgang der ersten Stufe des Phasenschiebers eine gegen die Ausgangsspannung des Verstärkers um 90° verschobene Spannung, die zur Erzeugung kreisförmiger Ablenkungen auf dem Bildschirm einer Braunschen Röhre herangezogen werden kann. Dann kann man ihn durch Umlegen des zweipoligen Umschalters S in die Stellung 2 in einen Verstärker mit selektiver Sperrsiebwirkung verwandeln, der eine einzelne Frequenz aus dem Tonfrequenzband scharf herauschneidet. Durch die Umschaltung wird das Blockschaltbild der Abb. 3a in die Blockschaltung der Abb. 3b übergeführt. Das bedeutet aber, daß jetzt der Verstärker V_4 parallel zu dem Phasenschieber V_1-V_2 und dem Verstärker V_3 liegt. Für die am Phasenschieber auf einen Phasenwinkel von 180° eingestellte Frequenz sind dann aber die Ausgangsspannungen von V_3 und V_4 gegenphasig und heben sich bei richtiger Einstellung des Potentiometers P auf. Aus einem am Verstärkereingang liegenden Frequenzgemisch wird also eine wählbare Frequenz herausgeschnitten, während alle anderen Frequenzen oberhalb und unterhalb davon durchgelassen werden, der Verstärker hat ein Loch. Durch das Potentiometer P kann auch hier die Selektivität der Siebwirkung variiert werden. Die Flankensteilheit der Dämpfungskurve oberhalb und unterhalb der unterdrückten Frequenz soll diejenige eines guten Kristallfilters noch übertreffen. Bei der Unterdrückung von Überlagerungsspeifen und — was für den Telegrafieempfang von Bedeutung ist — bei der Trennung von Strichzeichen gleicher Trägerfrequenz aber ungleicher Tonhöhe werden der Schaltung gute Erfolge nachgesagt. Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 3 Seiten.)

Der nichtlineare Kondensator*

Die vor noch nicht sehr langer Zeit gemachten Feststellungen über die recht merkwürdigen dielektrischen Eigenschaften einiger keramischer Isolierstoffe haben schon bald zu eingehenden Untersuchungen über das Verhalten von Kondensatoren mit diesen keramischen Stoffen als Dielektrikum in verschiedenen Schaltungen geführt. Neben den außergewöhnlich hohen Dielektrizitätskonstanten dieser Isolierstoffe — es kommen hier in erster Linie Barium- und Strontiumtitanat in Betracht —, die Werte von einigen Tausend annehmen können, fällt besonders die Änderung der Dielektrizitätskonstanten in einem elektrischen Feld auf. Die Meßkurven der Abb. 1 geben ein anschauliches Bild davon, wie die

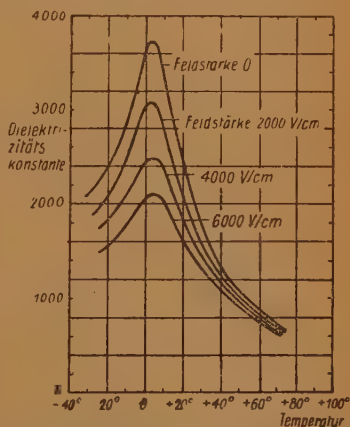


Abb. 1. Typisches Beispiel für die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von keramischen Stoffen der Titanat-Gruppe von der Temperatur und der elektrischen Feldstärke. Mischung von 70% BaTiO_3 und 30% SrTiO_3 . Gemessen mit 1 MHz

Größe der Dielektrizitätskonstanten von keramischen Materialien der Titanatgruppe von der Temperatur und dem elektrischen Felde abhängt. Die Kapazität eines Kondensators mit Barium- oder Strontiumtitanat als Dielektrikum ist dementsprechend je nach der momentan an den Kondensatorplatten liegenden Spannung verschieden, und eine Wechselspannung wird zum Beispiel durch den Kondensator verzerrt. Der Kondensator ist nicht mehr ein lineares Glied in einem Stromkreis, und die Grundgleichung des Kondensators

$$Q = C \cdot V \quad (1)$$

mit der konstanten Kapazität C, nach welcher die Ladung Q der Spannung V am Kondensator

sator proportional ist, wird nicht mehr erfüllt. Als nichtlineares Schaltelement ist ein Kondensator mit dem erwähnten Dielektrikum zur additiven Mischung zweier Frequenzen geeignet, und man hat die Möglichkeit, in einem Überlagerungsempfänger die Mischröhre durch einen nichtlinearen Kondensator zu ersetzen. Derartige Mischstufen mit nichtlinearen Kondensatoren sind in den Philips-Laboratorien in Eindhoven eingehend theoretisch und experimentell untersucht worden¹⁾; dabei stellten sich zum Teil recht interessante Eigenschaften solcher Schaltungen heraus. An Stelle der Gleichung (1) gilt für den nichtlinearen Kondensator die Gesetzmäßigkeit:

$$Q = \alpha_0 \cdot V + \alpha_1 \cdot V^3 + \alpha_2 \cdot V^5 + \dots \quad (2)$$

mit den Konstanten $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \dots$, die für den normalen Kondensator mit $\alpha_0 = C, \alpha_1 = \alpha_2 = \dots = 0$ in die Gleichung (1) übergeht. Für nicht zu große Spannungen V am Kondensator kann die Reihe der Gleichung (2) ohne großen Fehler nach dem quadratischen Glied abgebrochen werden. Für den durch den Kondensator fließenden Wechselstrom i erhält man dann, falls V eine Wechselspannung ist, die Gleichung:

$$i = \frac{dQ}{dt} = \alpha_0 \cdot \frac{dV}{dt} + 3 \cdot \alpha_1 \cdot V \cdot \frac{dV}{dt} + \dots \quad (3)$$

Betrachten wir jetzt das stark vereinfachte Ersatzschaltbild der Mischstufe eines Überlagerungsempfängers (Abb. 2): die drei hintereinander liegenden Spannungen, nämlich die von der Antenne kommende Hochfrequenzspannung V_h mit der Kreisfrequenz ω_h , die Spannung des Empfängeroszillators $V_{\bar{u}}$ mit der Kreisfrequenz $\omega_{\bar{u}}$ und die resultierende Zwischenfrequenz V_z mit der Kreisfrequenz ω_z bilden mit dem nichtlinearen Kondensator C einen Stromkreis. Die am Kondensator liegende Gesamtspannung V stellt sich dann dar durch

$$V = V_{\bar{u}} + V_h + V_z = E_{\bar{u}} \cdot \cos(\omega_{\bar{u}} \cdot t) + E_h \cdot \cos(\omega_h \cdot t + \varphi_h) + E_z \cdot \cos(\omega_z \cdot t + \varphi_z) \quad (4)$$

Setzt man diesen Ausdruck für V in die Gleichung (3) ein, so erhält man die Gleichung für die Mischstufe mit nichtlinearem Kondensator. Unter der vereinfachenden Voraussetzung, daß von den bei der additiven

Mischung entstehenden Frequenzen immer nur einer der drei Fälle

$$\omega_z = \omega_{\bar{u}} - \omega_h \quad (a)$$

$$\omega_z = \omega_h - \omega_{\bar{u}} \quad (b)$$

$$\omega_z = \omega_h + \omega_{\bar{u}} \quad (c)$$

berücksichtigt wird und alle anderen Mischfrequenzen unbeachtet bleiben, erhält man

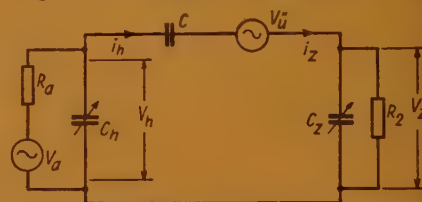


Abb. 2. Einfachstes Ersatzschaltbild einer Mischstufe mit nichtlinearem Kondensator

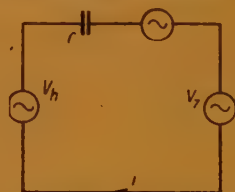


Abb. 3. Vervollständigtes Ersatzschaltbild der Mischstufe mit nichtlinearem Kondensator

dann folgendes Ergebnis: die Konstante α_0 ist die für die drei Spannungen $V_h, V_{\bar{u}}$ und V_z wirksame Kapazität C' des nichtlinearen Kondensators:

$$\alpha_0 = C' \quad (5)$$

Der praktisch allein interessierende Strom i_z von der Frequenz der resultierenden Zwischenfrequenz ω_z im Ausgang der Mischstufe ist in dem Falle (a) durch die Gleichung

$$i_z = S \cdot V_h^* + j \cdot \omega_z \cdot C' \cdot V_z \quad (6a)$$

und in den Fällen (b) und (c) durch

$$i_z = S \cdot V_h + j \cdot \omega_z \cdot C' \cdot V_z \quad (6b, c)$$

gegeben, wo V_h^* der komplex konjugierte Wert von V_h und S die Mischteilheit des nichtlinearen Kondensators ist. Gemäß der Beziehung

$$S = j \cdot \omega_z \cdot \alpha_1 \cdot E_{\bar{u}} \quad (7)$$

ist die Mischteilheit S des Kondensators rein imaginär und der Zwischenfrequenz ω_z proportional. Die Messungen des Verfassers an Bariumtitanat-Kondensatoren haben diese Proportionalität im großen und ganzen recht gut bewiesen; die gemessenen Mischteilheiten von nichtlinearen Kondensatoren mit einer wirksamen Kapazität $C' = 30 \text{ pF}$ lagen in der Größenordnung von $0,1 \text{ mA/V}$.

¹⁾ A. van der Ziel, On the Mixing Properties of Non-Linear Condensers, Journal of Applied Physics, Band 19, November 1948, Seite 999.

Wird das Ersatzschaltbild der Mischstufe etwas nach Abb. 3 vervollständigt, so läßt sich zeigen, daß der nichtlineare Kondensator C wie ein Transformator wirkt. In dem eingangsseitigen Hochfrequenzkreis erzeugt die Antennenspannung V_a über den Antennenwiderstand R_a an dem Drehkondensator C_h die Spannung V_h ; der Zwischenfrequenzkreis besteht aus dem Drehkondensator C_z und dem Abschlußwiderstand R_z . Der hochfrequente Eingangskreis ist durch $C_h + C' = 0$ auf die von der Antenne gelieferte Hochfrequenz ω_h abgestimmt und hat für diese einen unendlichen, für alle anderen Frequenzen aber verschwindenden Widerstand. In ähnlicher Weise ist der Zwischenfrequenzkreis durch $C_z + C' = 0$ auf die Zwischenfrequenz abgestimmt. Durch die Transformatorwirkung des nichtlinearen Kondensators C entsteht eine Eingangsimpedanz des Hochfrequenzkreises, die aus der Kapazität C' und einem ihr parallel geschalteten Widerstand R_h besteht:

$$R_h = \frac{1}{S \cdot S_1} \cdot \frac{1}{R_z} \quad (8)$$

$\left(S_1 = S \cdot \frac{\omega_h}{\omega_z}\right)$. Ebenso wird der Antennenwiderstand in den Ausgangswiderstand R_z' des Zwischenfrequenzkreises transformiert:

$$R_z' = \frac{1}{S \cdot S_1} \cdot \frac{1}{R_a} \quad (9)$$

Bei Anpassung der Antenne an den Eingang ($R_a = R_h$) und des Abschlußwiderstandes R_z an diesen transformierten Ausgangswiderstand R_z' ($R_z = R_z'$) wird die größte Leistung vom Eingang auf den Ausgang der Mischstufe transportiert. Bemerkenswert ist, daß in dem Falle (a), $\omega_z = \omega_{\bar{u}} - \omega_h$, die Vorzeichen von R_h und R_z' negativ werden; eine Anpassung ist hier nicht möglich, und es kann unter bestimmten Voraussetzungen sogar zu spontaner Selbsterregung des Kreises kommen.

Überhaupt sind die Energieverhältnisse in der Mischstufe mit einem nichtlinearen Kondensator recht bemerkenswert. In den Fällen (b) und (c), d. h. für $\omega_z = \omega_h \pm \omega_{\bar{u}}$, hat die Mischstufe einen leistungsmäßigen Verstärkungsfaktor, der größer als Eins werden kann, wenn die Zwischenfrequenz ω_z größer als die von der Antenne abgegebene Hochfrequenz ω_h ist. Man kann dann dem Zwischenfrequenzkreis mehr Leistung entnehmen, als die Antenne an den Eingang der Mischstufe liefert; die Leistungsdifferenz bringt selbstverständlich der Empfängeroszillator auf. Im Falle (a), d. h. für $\omega_z = \omega_{\bar{u}} - \omega_h$, kann die Leistungs-

verstärkung sogar unendlich groß werden, wenn $\omega_z > \omega_h$ ist, und es tritt die erwähnte Selbsterregung ein. Bezieht man allerdings die Leistungsverstärkung in allen drei Fällen (a), (b) und (c) immer auf die gleiche Bandbreite von Antennen- bzw. Zwischenfrequenzkreis, so ergibt sich jedesmal der gleiche Verstärkungsfaktor. Allerdings ist es im Falle (a) möglich, kleinere Bandbreiten, und damit eine größere Leistungsverstärkung, als in den beiden anderen Fällen zu erzielen.

Erfolgt im Falle (a) unter den erwähnten Bedingungen Selbsterregung, so liefert der Empfängeroszillator Energie einmal in die Antenne und außerdem in den Abschlußwiderstand R_z des Zwischenfrequenzkreises. Es tritt hier die interessante Erscheinung auf, daß eine Frequenz, nämlich die vom Oszillator erzeugte Überlagerungsfrequenz $\omega_{\bar{u}}$, in zwei andere Frequenzen, nämlich in die Hochfrequenz ω_h und die Zwischenfrequenz ω_z mit $\omega_{\bar{u}} = \omega_h + \omega_z$, aufgespalten wird. Dabei verhalten sich die an die Antenne und an den Ausgang des Zwischenfrequenzkreises abgegebenen Leistungen wie die Frequenzen $\omega_h : \omega_z$. Ganz ähnlich verhalten sich übrigens auch Mischstufen, in denen als mischendes Element statt des nichtlinearen Kondensators ein Germanium-Gleichrichter dient.

Die beschriebene Mischstufe ist insofern recht günstig, als sie zwar die Antennenleistung verstärken kann, aber keine zusätzliche Rauschspannung liefert, wenn die dielektrischen Verluste des nichtlinearen Kondensators vernachlässigt werden dürfen. Bezeichnet man mit g den Verstärkungsfaktor der Mischstufe und mit r den Rauschfaktor des Zwischenfrequenzteiles, so ergibt sich der Rauschfaktor r' des Empfängers einschließlich Mischstufe zu

$$r' = 1 + \frac{r-1}{g} \quad (10)$$

Sobald also der Verstärkungsfaktor g größer als Eins ist, wird der Rauschfaktor des Empfängers kleiner. Damit scheint aber nicht viel gewonnen zu sein, weil g erst dann größer als Eins wird, wenn die Zwischenfrequenz größer als die von der Antenne gelieferte Frequenz ist. Der Sinn der Mischstufe besteht aber gerade darin, von einer höheren Frequenz ω_h auf eine niedrigere Zwischenfrequenz ω_z überzugehen. Trotzdem kann nach einem Vorschlag des Verfassers die glückliche Eigenschaft des Mischkreises mit nichtlinearem Kondensator, eine Leistungsverstärkung ohne einen Beitrag zur Rauschspannung zu bieten, in der Weise ausgenutzt werden, daß man mit

dem nichtlinearen Kondensator zunächst mit Leistungsverstärkung eine höhere Zwischenfrequenz herstellt, die man dann in einer zweiten Mischstufe, etwa mit einer Kristall-Diode, in die endgültige und sehr viel niedrigere Zwischenfrequenz umwandelt. Durch den Leistungsgewinn in der ersten Mischstufe ist dann die Rauschspannung noch geringer als bei sofortiger Mischung in die niedrigere Zwischenfrequenz.

Wieweit kurzzeitige Schwankungen der Polarisation in dem Dielektrikum des nichtlinearen Kondensators — in Analogie zu dem Barkhausen-Effekt ferromagnetischer Stoffe — ein zusätzliches Rauschen verursachen können, wird zur Zeit noch in den Philips-Laboratorien untersucht.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 8 Seiten.)

Die neue Lichteinheit

Mit Wirkung vom 1. Januar 1948 war durch Beschluß des Comité International des Poids et Mesures in Paris die ursprünglich schon für den 1. Januar 1940 als Stichtag vorgesehene Einführung der neuen Lichteinheit in Kraft getreten. Somit ist die von v. Hefner-Alteneck im Jahre 1884 vorgeschlagene und seit 1909 zuerst in Frankreich, England und den USA als Einheit dienende Amylacetatlampe, die senkrecht zur Flamme die Lichtstärke von einer Hefner-Kerze (HK) darstellt und in der Praxis durch gleiche Glühlampen ersetzt wurde für Eichzwecke nicht mehr zu verwenden.

Für die neue Einheit, die als „Neue Kerze“ bezeichnet wird, benutzt man auf Grund des in den Jahren 1930—1933 gefaßten Beschlusses des Comité International in Zusammenarbeit mit dem National Bureau of Standards in Washington als Normal einen schwarzen Strahler bei der Erstarrungstemperatur des Platins. Hierbei ist von besonderem Interesse, daß sich die Farbe dieses neuen Normals nur unwesentlich von der des alten, das durch verschiedene „Flammen“ bzw. Glühlampen verwirklicht wurde, unterscheidet. Im allgemeinen haben die heute verwendeten Lichtquellen eine höhere Temperatur als die des primären Normals. Deshalb ist es erforderlich, mittels eines Farbfilters eine Verringerung auf die angenehme spektrale Empfindlichkeit vorzunehmen. Ein entsprechendes Verfahren wurde im Jahre 1937 von dem Comité International bereits ausgearbeitet. Dabei ist die Durchlässigkeit des Filters aus der im Jahre 1933 festgelegten spek-

tralen Empfindlichkeitskurve zu entnehmen. Als Grundeinheit dient die Leuchtdichte B des Schwarzen Körpers unter den oben erwähnten Bedingungen. Man bezeichnet diese Einheit als 1 Stilb (sb). Für sie ist $1 \text{ sb} = 1/60$ der Leuchtdichte des Schwarzen Körpers beim Erstarrungspunkt des Platins definiert. Diese Größe stellt die neue Einheit 1 Neue Kerze pro cm^2 (NK/ cm^2) dar.

Handbuch für Hochfrequenz- und Elektro-Techniker. Herausgeber Curt Rint. 800 Seiten DIN A 5 mit 646 Abbildungen und Tafeln. Preis geb. DM-W 20,—. VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINO-TECHNIK GMBH, Berlin 1949.

Dieses soeben erschienene Handbuch hat im elektrotechnischen Fachschrifttum schon lange gefehlt. Es ist daher sehr zu begrüßen, daß dem Hochfrequenztechniker nunmehr ein Nachschlagewerk zur Verfügung steht, in dem er eine kurzgefaßte, aber umfassende Darstellung seines Fachgebietes findet. Viel Sucharbeit in zerstreutem Schrifttum kann jetzt erspart bleiben.

Der Herausgeber hat sich bei der Anlage des Handbuches an die bewährte Darstellungsform und den Stil der klassischen Nachschlagewerke gehalten. Die Aufgliederung des Stoffes vermeidet geschickt den Fehler, die einzelnen Fachgebiete mit elementaren Dingen zu belasten. So sind beispielsweise die Elektronenröhren und Röhrenverstärker ganz von der eigentlichen Nachrichten- und Übertragungstechnik getrennt und als Bauelemente behandelt. Sehr zweckmäßig ist auch die verhältnismäßig breite Darstellung der Grundlagen der Elektrotechnik, in welche die Theorie der Netzwerke und der Modulation mit hineingenommen wurde; auf diese Weise ist eine Trennung der theoretischen Grundlagen von der technischen Praxis erreicht, was den Gebrauch des Handbuches sehr erleichtert. Daß auch die Starkstromtechnik eine ungeschmälerte Darstellung erfahren hat, ist nur ein Vorteil, denn der Hochfrequenztechniker bedarf hier oft mehr des Nachschlagens als auf seinem eigentlichen Fachgebiet.

So ist das neue Handbuch ein die ganze Elektrotechnik umspannendes Werk, dessen Schwerpunkt jedoch ausgeprägt auf der Hochfrequenz- und Nachrichtentechnik liegt. Man hätte sich allerdings gewünscht, auch die Mikrowellentechnik und Wellenausbreitung behandelt zu sehen. Wenn diese Gebiete in der ersten Auflage noch nicht berücksichtigt

wurden (ebenso wie einige andere weniger bedeutende Teilgebiete), so dürfte dabei die Tatsache mitgesprochen haben, daß hier die Entwicklung teilweise noch stark im Fluß ist und daß es daher nicht immer möglich erscheint, durchweg eine wissenschaftlich gesicherte Darstellung zu geben. Andere Dinge, die man vermißt, haben wohl wegen ihrer engen Verwandtschaft mit in Deutschland verbotenen Entwicklungen keine Berücksichtigung finden können. Diese Lücken beinträchtigen jedoch den Wert des Handbuches für den deutschen Hochfrequenztechniker kaum. Wichtig ist, daß endlich ein Anfang mit einem zuverlässigen Nachschlagewerk gemacht ist.

Hervorgehoben sei noch, daß das Werk mit einer stattlichen Sammlung von Zahlentafeln (Kreisfunktionen, Koordinaten komplexer Zahlen, Pegelwerte u. a. m.) sowie von Übersichten über Schalt- und Formelzeichen eingeleitet ist. Der mathematische Teil ist besonders auf die Bedürfnisse des Elektrotechnikers zugeschnitten. Überall sind dem Text umfangreiche Tafeln mit Erfahrungswerten beigelegt.

Der Kreis derjenigen, die das Handbuch für Hochfrequenz- und Elektro-Techniker mit Nutzen verwenden können, umfaßt Ingenieure, Techniker, technische Physiker, Studierende technischer Hochschulen und technischer Lehranstalten sowie die Angehörigen der elektrotechnischen Fachberufe. Sie alle werden es bald zu dem unentbehrlichen geistigen Handwerkszeug rechnen.

W. R. Schulz

Zeichnungen nach Angaben der
Verfasser vom FUNK UND TON Labor:
Maas 11, Sommermeier 9, Trester 48

Abonnementsbestellungen

FUNK UND TON kann jederzeit beim Verlag, bei den Postämtern in allen Zonen und beim Buch- und Zeitschriftenhandel bestellt werden.

Zahlungen West

Postcheckkonto Berlin West Kto.-Nr. 3689
Postcheckamt Frankfurt/Main Kto.-Nr. 38231

Zahlungen Ost

Postcheckkonto Berlin Ost Kto.-Nr. 94845 (nicht mehr Postschließfach Berlin-Pankow).

Ein Begriff für den Fachmann!



MESSGERÄTE

UND ANLAGEN FÜR DIE TONFREQUENZ-
HOCHFREQUENZ-UND DEZITECHNIK

Frequenzgang-Schreibanlagen
für Zwei- und Vierpole
Im Tonfrequenz- und Trägerfrequenz-Bereich
Überwachungsanlagen
f. d. kommerzielle Sende- u. Empfangstechnik
Normalfrequenzanlagen
Quarzuhren - Präzisions-Zeitzeichen
Tonfrequenz-Wiedergabeanlagen
für alle Verwendungszwecke
Vor-, Misch- u. Kraftverstärker - Plattenspieler
Tonlampengleichrichter - Lautsprecher
Dynamische und Kondensator-Mikrofone
Gegensprechanlagen
UKW-FM-Rundfunksender

Ton-, Schwebungs- und RC-Summe
Meß- und Prüfsender für AM und FM
Leistungssender - HF-Gliedsender
Röhrenvoltmeter - Meßverstärker
Feldstärke-Meßgeräte - Meßempfänger
Störfeldmesser - UKW-Empfänger
Frequenzmesser - Frequenzanalysatoren
Frequenzhubmesser - Frequenzzeiger
Pegelgeber - Pegelmesser
C-, L- und R-Dekaden - Eichleitungen
Tief-, Band- und Hochpässe
Meßkondensatoren - Meßwiderstände
Schutzring-Kondensatoren

C-, L- und R-Meßgeräte - C-Toleranzzeiger
Durchgriffs-Kapazitätsmesser
Leitwertmesser - Verlustfaktor-Meßgeräte
Klirrfaktor-Meßgeräte - Absolut-Gütemesser
Scheinwiderstandsprüfer - Isolationsmesser
Oszillographen - Lichtblitz-Stroboskope
Schalldruckmesser - Schallpegelzeiger
Hochspannungsprüfer - Tonfrequenz-Wattmeter
Kabelsuchgeräte - Symm. Universalübertrager
Regeltransformatoren - Ladegleichrichter
Automatische Netzspannungs-Konstanthalter
Konzentrische Steckverbindungen - Steckerkabel
Laborwagen - Laboratoriumszubehör

ROHDE & SCHWARZ · MÜNCHEN 9

Inhaltsverzeichnis FUNK UND TON

Bd. 3 (1949), Nr. 9/10, Seiten 475...550

Werner Taeger: Widerstands-Vierpole als Dämpfungsglieder. DK 621.392.53	475
A. Klemt: Empfängerprüfender für den UKW-Funk. DK 621.396.61.004.6.08.029.64	488
J. Kammerloher: Zur Konstruktion der wirk-samen Kernpermeabilität von vormagnetisierten Drosselspulen. DK 621.318.42.001.2:621.3.012	491
Dipl.-Ing. H. Kanberg: Die Breite des Mit-nahmehereichs bei der Steuerung eines selbst-erregten Röhrengenerators durch eine ganze Vielfache seiner Eigenfrequenz. DK 621.396.615.1:621.396.662.078.072.9	497
Dr. C. Drotschmann: Der innere Widerstand und die Elektrolyte der galvanischen Elemente. DK 621.352/3:621.313.1.001:537.236. 1/8: 621.357	506

Dr. E. Roeschen: Die Fresnelsche Reflexions-formel im Bereich langer Wellen. DK 621.396.11:538.56:621.396. 621:621.396. 645.34	525
Dr. Gast: Einige Demonstrationsversuche mit ultraroten Strahlen. DK 535.61—14/5	529
Aus der Patentliteratur: Antennen, Resonatoren	534

Referate

Hochohmige Spannungsmessung mit dem direkt anzeigenden dynamischen Elektrometer. DK 621.317.32.029.5:621.317.723	538
Tonfrequenzgenerator mit kontinuierlicher Ab-stimmung.* DK 621.396.615.029.072.6	540
Der nichtlineare Kondensator.* DK 621.319.4.017.7.018.7	543
Die neue Lichteinheit. DK 535.241.3.083.74	546
Buchbesprechung: Handbuch für Hochfrequenz- und Elektro-Techniker	546

FUNK UND TON erscheint mit Genehmigung der französischen Militärregierung. Lizenz Nr. 47/4b. Monatlich 1 Heft. Verlag: VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINO-TECHNIK GMBH, Berlin-Borsigwalde. Herausgeber und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Gustav Leithäuser. Westdeutsche Redaktion: Frankfurt/Main, Alte Gasse 14/16. Telefon: 45 068. Verantwortlich für den Anzeigentell: Dr. Wilhelm Hermann. Bezugspreis vierteljährlich 9,— DM. Bei Postbezug 9.15 DM (einschl. 15 Pf. Postgebühren) zuzüglich 9 Pf. Bestellgeld. Postscheckkonten: Berlin-West 36 89, Berlin-Ost 948 45, Frankfurt/Main 382 31. Bestellungen beim Verlag sowie bei den Post-ämtern aller Zonen. Nachdruck einzelner Beiträge ist nur mit Genehmigung des Ver-lages gestattet. Druck: Druckhaus Tempelhof, Berlin.

HANS A. SURBER A.-G.

BAHNHOFSTRASSE 20

ZÜRICH (SCHWEIZ)

liefert:

Elektrolytkondensatoren

in erstklassiger Ausführung, teils ab Lager oder kurzfristig lieferbar